

Dumitru D. SANDU

DISPOZITIVE SI CIRCUITE ELECTRONICE

Facultatea de Fizica

www.phys.uaic.ro

Universitatea “Alexandru Ioan Cuza”

IASI

MINISTERUL EDUCAȚIEI ȘI ÎNVĂȚĂMÎNTULUI

D. D. SANDU

DISPOZITIVE ȘI CIRCUITE ELECTRONICE



EDITURA DIDACTICĂ
ȘI PEDAGOGICĂ
BUCUREȘTI – 1975

Referenți științifici:
Prof. dr. R. Piringer
Conf. dr. V. Gheorghe

Redactor: Ileana Negulescu
Tehnoredactor: Lilliana Antoniu
Coperta: Victor Wegeman

P R E F A Ț Ă

Utilizarea echipamentelor și aparaturii electronice în cele mai diferite domenii ale științei și tehnicii a impus ca cercuri foarte largi de specialiști să se familiarizeze cu probleme generale de electronică. Drept urmare, în planurile de învățământ ale mai multor facultăți cu profil neelectronice au fost introduse discipline de electronică generală, purtând diferite denumiri; la facultățile de fizică, denumirea actuală a acestei discipline este de „Dispozitive și circuite electronice“.

La elaborarea manualului de față, destinat în primul rând studenților fizicieni, autorul și-a propus un dublu scop: a) însușirea de către studenți a principiilor fundamentale ale electronicii și a deprinderilor practice privind realizarea de scheme și utilizarea corectă a aparaturii electronice uzuale de laborator; b) informarea studenților asupra realizărilor actuale în domeniul electronicii, în primul rând, asupra dispozitivelor cu performanțe superioare și principii noi de funcționare, și a circuitelor integrate.

Lucrarea cuprinde trei părți.

1) Dispozitive electronice, în care sînt prezentate bazele fizice, construcția, funcționarea și parametrii dispozitivelor semiconductoare și a tuburilor electronice. Se insistă asupra tranzistorilor bipolari, tranzistorilor cu efect de câmp și a circuitelor integrate; se descriu tehnologiile de fabricare a dispozitivelor semiconductoare. Pentru fiecare tip de dispozitiv, tratarea are o succesiune logică; după prezentarea construcției și principiului de funcționare, se expune teoria dispozitivului, deducîndu-se expresiile analitice, în unele cazuri — complete, în alte cazuri — aproximative, ale principalelor mărimi, cum ar fi, curenți, admitanțe, capacități, coeficienți de transfer.

2) Probleme generale de analiza circuitelor electrice liniare. Această parte a fost introdusă ca urmare a faptului că studenții facultăților de fizică nu audiază un curs general de teoria circuitelor liniare, iar în practica curentă au nevoie de cunoștințe referitoare la: metode de calcul a circuitelor, circuite oscilante și transformatori, cuadripoli, filtre electrice.

3) Circuite electronice. Aici sînt discutate mai întîi unele probleme referitoare la conectarea dispozitivelor electronice în circuit, alegerea punctului de funcționare, stabilizarea termică, definirea modelelor liniare pentru diferite game de frecvență. Urmează apoi tratarea funcțiilor de bază a dispozitivelor electronice: redresarea, amplificarea, reacția negativă, oscilația, modulația și detecția, circuite basculante și circuite logice. La descrierea schemelor de bază care îndeplinesc aceste funcțiuni se utilizează în principal dispozitive semiconductoare moderne cu performanțe ridicate, cum ar fi, tranzistori *TECJ* și *TECMOS*, diode varactor etc. Demonstrațiile matematice au fost extinse numai atît cît a fost necesar pentru formularea unor concluzii corecte cu privire la funcționarea și parametrii schemei

studiate. Totdeauna aceste demonstrații pleacă de la un suport fizic bine precizat, iar în final expresiile obținute au căpătat interpretarea corespunzătoare, indicându-se domeniile de aplicabilitate.

Pentru înțelegerea materialului prezentat în manual sînt suficiente cunoștințele căpătate de studenți la cursurile generale de fizică și matematică din primii doi ani de studii. Deși se adresează în primul rînd studenților de la facultățile de fizică, manualul poate fi folosit și de către studenții altor facultăți cu profil neelectronic care audiază un curs general de electronică (electrotehnică, energetică, automatică, chimie industrială). În același timp, lucrarea poate servi ca material bibliografic și pentru studenții de la secțiile cu profil electronic (electronică și telecomunicații, electronică și calculatoare). De asemenea, considerăm că lucrarea va fi de un real ajutor unui cerc larg de specialiști, ingineri și tehnicieni avansați, a căror activitate este legată de construcția și utilizarea aparaturii electronice.

Iași, iulie 1974

D. D. Sandu

CUPRINS

Prefață	3
PARTEA I-a. DISPOZITIVE ELECTRONICE	
Capitolul I. Purtători de sarcină în solide. Procese de conducție.....	13
I. 1. Introducere	13
I. 2. Modelul benzilor energetice.....	15
I. 2.1. Modelul benzilor energetice la metale.....	15
I. 2.2. Modelul benzilor energetice la semiconductorii intrinseci	16
I. 2.3. Modelul benzilor energetice la semiconductorii cu impurități.....	18
I. 3. Concentrația și distribuția energetică a purtătorilor de sarcină în solide. Nivel Fermi	20
I. 3.1. Considerații asupra funcției de distribuție și a densității de stări energetice	20
I. 3.2. Electroni în spațiul liber.....	22
I. 3.3. Electroni în metale.....	23
I. 3.4. Electroni și goluri în semiconductori intrinseci.....	24
I. 3.5. Electroni și goluri în semiconductori cu impurități.....	26
I. 4. Ecuațiile de bază ale electronicii semiconductoarelor.....	28
I. 4.1. Ecuații pentru densitățile de curent.....	28
I. 4.2. Ecuațiile de continuitate	30
Capitolul II. Diode semiconductoare	34
II. 1. Introducere	34
X II. 2. joncțiunea PN	35
II. 2.1. Procese fizice la joncțiunea PN.....	35
II. 2.2. Modelul benzilor energetice. Potențial de difuzie.....	36
II. 2.3. Lărgimea regiunii de trecere.....	37
II. 2.4. Capacitatea de barieră a joncțiunii PN.....	39
II. 3. Polarizarea joncțiunii PN. Ecuația diodei ideale	40
X II. 3.1. Polarizarea directă. Ecuația diodei ideale	40
X II. 3.2. Polarizarea inversă a joncțiunii PN	43
II. 3.3. Caracteristica voltamperică statică.....	45
II. 3.4. Capacitatea de difuzie a joncțiunii PN	46
II. 4. Tipuri de diode.....	47
II. 4.1. joncțiuni PN gradate	47
II. 4.2. joncțiuni PIN	48
X II. 4.3. Diode varactor	49

II. 4.4. Fotodiode	50
II. 4.5. Diode tunel (Esaki)	51
II. 4.6. Diode stabilizatoare de tensiune (Zener)	54
Capitolul III. Tranzistori bipolari	57
III. 1. Introducere	57
III. 2. Funcționarea tranzistorilor bipolari. Expresiile curenților	57
III. 2.1. Procese fizice elementare. Modelul benzilor energetice	57
III. 2.2. Expresiile curenților	60
III. 2.3. Coeficienții tranzistorului bipolar	63
III. 2.4. Ecuațiile Ebers-Moll	65
III. 3. Caracteristicile statice ale tranzistorilor bipolari	66
III. 3.1. Caracteristici statice în conexiune BC	66
III. 3.2. Caracteristici statice în conexiune EC	68
III. 3.3. Străpungerea joncțiunii colector-bază	70
III. 4. Parametrii naturali și schema echivalentă naturală	71
III. 4.1. Parametrii naturali ai tranzistorului bipolar	71
III. 4.2. Schema echivalentă naturală în conexiune BC	73
III. 5. Tranzistorul drift (cu cîmp intern)	75
III. 5.1. Structură și procese fizice	75
III. 5.2. Teorie elementară	76
III. 6. Tranzistori uni-joncțiune (TUN)	78
III. 7. Tiristori	79
III. 7.1. Construcție, funcționare, caracteristici statice	79
III. 7.2. Variante constructive (triacuri)	82
Capitolul IV. Tranzistori cu efect de cîmp	84
IV. 1. Introducere	84
IV. 2. Tranzistori TECJ	85
IV. 2.1. Construcție și funcționare	85
IV. 2.2. Lărgimea regiunii de trecere. Tensiunea de prag	88
IV. 2.3. Expresia curentului de drenă	89
IV. 2.4. Caracteristici statice ale tranzistorilor TECJ	91
IV. 2.5. Parametrii tranzistorilor TECJ	93
IV. 3. Tranzistori TECMOS cu canal indus (cu strat de inversiune)	95
IV. 3.1. Construcție și funcționare	95
IV. 3.2. Procese fizice în structura MIS	98
IV. 3.3. Expresia curentului de drenă	102
IV. 3.4. Caracteristici statice ale tranzistorului TECMOS cu canal indus	104
IV. 3.5. Parametrii tranzistorilor TECMOS cu canal indus	106
IV. 4. Tranzistori TECMOS cu canal inițial (cu strat săracit)	106
IV. 4.1. Construcție și funcționare	106
IV. 4.2. Caracteristici statice ale tranzistorului TECMOS cu canal inițial	108
IV. 5. Tranzistori cu straturi subțiri (TSS)	109
IV. 5.1. Construcție și funcționare	109
IV. 5.2. Expresia curentului de drenă	110
IV. 6. Considerații cu privire la unele regimuri limită ale tranzistorilor TEC	111

Capitolul V. Tehnologii și metode de fabricare a dispozitivelor semiconductoare. Circuite integrate	114
V. 1. Introducere	114
V. 2. Tehnologii de bază. Realizarea joncțiunilor PN	114
V. 2.1. Metode de purificare a cristalelor semiconductoare	114
V. 2.2. Metode de realizare a joncțiunilor PN	115
V. 3. Metode de fabricare a tranzistorilor bipolari	117
V. 4. Metode de fabricare a tranzistorilor cu efect de cîmp	120
V. 5. Circuite integrate. Considerații generale, definiții, clasificări	122
V. 5.1. Considerații generale	122
V. 5.2. Clasificări, definiții	124
V. 6. Circuite integrate bidimensionale (în straturi subțiri)	125
V. 7. Circuite integrate monolitice (scheme solide)	128
V. 8. Tipuri de circuite integrate	130
V. 8.1. Circuite integrate liniare	130
V. 8.2. Circuite integrate digitale	132
Capitolul VI. Tuburi electronice	132
VI. 1. Introducere	132
VI. 2. Considerații asupra emisiei electronice	133
VI. 2.1. Emisia termoelectronică	133
VI. 2.2. Emisia fotoelectronică	135
VI. 2.3. Emisia electronică secundară	138
VI. 3. Dioda cu vid	140
VI. 4. Trioda	142
VI. 5. Tetroda și pentoda	144
VI. 6. Tuburi cu gaz (ionice)	148
VI. 6.1. Gazotronul	148
VI. 6.2. Tiratronul	149
VI. 6.3. Stabilovoltul	151
VI. 7. Tuburi catodice	151
VI. 7.1. Sisteme de focalizare	152
VI. 7.2. Sisteme de deviație (deflexie)	155
VI. 7.3. Ecranul	157
VI. 8. Tuburi fotoelectronice	158
VI. 8.1. Tuburi fotoelectronice cu vid	158
VI. 8.2. Tuburi fotoelectronice cu gaz	160
VI. 8.3. Multiplicatori fotoelectronici	160
Bibliografie, cap. I - VI	161

PARTEA a II-a. PROBLEME GENERALE DE ANALIZA CIRCUITELOR ELECTRICE LINIARE

Capitolul VII. Metode de calcul a circuitelor electrice în regim permanent	163
VII. 1. Introducere	163
VII. 2. Notarea mărimilor electrice	164
VII. 3. Noțiuni cu privire la reprezentarea fazorială a mărimilor electrice alternative	166
VII. 4. Metoda curenților pe ochiuri (de contur)	171

VII. 5. Metoda tensiunilor între noduri.....	174
*VII. 6. Teoreme de calcul a circuitelor (rețelelor) electrice.....	176
VII. 6.1. Principiul suprapunerii	176
VII. 6.2. Teorema lui Thévenin.....	178
VII. 6.3. Teorema lui Norton.....	179
VII. 6.4. Teorema reciprocității	180
VII. 6.5. Teorema transferului maxim de putere.....	180
Capitolul VIII. Răspunsul circuitelor la semnale.....	181
VIII. 1. Introducere	181
VIII. 2. Semnale periodice	182
VIII. 3. Semnale de tip impuls.....	184
VIII. 3.1. Transformata Fourier	184
VIII. 3.2. Spectrele citorva semnale impulsulare.....	186
VIII. 4. Transformata Laplace	188
VIII. 4.1. Formule pentru transformările Laplace.....	188
VIII. 4.2. Teoreme ale transformării Laplace.....	190
VIII. 4.3. Imaginile citorva funcții des întâlnite.....	192
VIII. 5. Determinarea răspunsului circuitelor prin metoda armonică (spectrală).....	193
VIII. 6. Determinarea răspunsului circuitelor prin metoda operațională.....	194
VIII. 6.1. Etapele metodei operaționale.....	194
VIII. 6.2. Exemple	196
Capitolul IX. Circuite oscilante. Transformatorul de AF.....	198
IX. 1. Introducere	198
IX. 2. Circuitul oscilant serie în regim permanent (forțat).....	198
IX. 2.1. Rezonanță. Factor de calitate.....	198
IX. 2.2. Curbă universală de rezonanță. Bandă de trecere și selectivitate.....	200
IX. 2.3. Coeficient de transfer	203
IX. 3. Circuitul oscilant paralel în regim permanent.....	204
IX. 3.1. Relații de dualitate.....	204
IX. 3.2. Frecvența de rezonanță. Factor de calitate.....	205
IX. 3.3. Curba universală de rezonanță. Bandă de trecere.....	207
IX. 3.4. Circuite oscilante paralele cu priză	208
IX. 4. Circuite oscilante cuplate.....	209
IX. 4.1. Coeficient de cuplaj, circuit echivalent.....	209
IX. 4.2. Frecvențe de rezonanță.....	211
IX. 4.3. Curbe de rezonanță. Bandă de trecere.....	212
IX. 5. Transformatorul de audiofrecvență (AF).....	215
IX. 5.1. Construcție și funcționare.....	215
IX. 5.2. Transformatorul ideal	217
IX. 5.3. Scheme echivalente ale transformatorului real.....	218
Capitolul X. Cuadripoli. Filtre electrice.....	220
X. 1. Introducere	220
X. 2. Sisteme de parametri ai cuadripolilor.....	221
X. 3. Conectarea cuadripolilor	224
X. 4. Tipuri fundamentale de cuadripoli.....	226
X. 5. Parametrii caracteristici ai cuadripolului.....	228

X. 6. Conectarea în lanț a cuadripolilor.....	230
X. 7. Filtre electrice	232
X. 7.1. Parametrii filtrelor electrice	232
X. 7.2. Tipuri de filtre.....	235
Bibliografie, cap. VII-X.....	241

PARTEA a III-a. CIRCUITE ELECTRONICE

* Capitolul XI. Redresarea. Filtre de netezire.....	242
XI. 1. Introducere	242
* XI. 2. Redresori monoalternanță	242
* XI. 2.1. Scheme echivalente pentru diode.....	242
* XI. 2.2. Funcționarea redresorului monoalternanță.....	243
* XI. 3. Redresori bialternanță	246
* XI. 3.1. Redresori bialternanță cu priză mediană la transformator.....	246
* XI. 3.2. Redresori bialternanță în punte.....	247
* XI. 4. Filtre de netezire	248
* XI. 4.1. Filtre cu intrare pe capacitor.....	249
* XI. 4.2. Filtre cu intrare pe bobină (șoc).....	252
XI. 5. Multiplicarea tensiunii redresate.....	254
XI. 6. Redresori comandați echipați cu tiristori.....	257
Capitolul XII. Dispozitivele electronice ca elemente de circuit.....	259
XII. 1. Introducere	259
XII. 2. Dioda în circuit. Dreaptă de sarcină, punct de funcționare.....	260
XII. 3. Polarizarea tranzistorilor TEC și a tuburilor electronice.....	261
XII. 3.1. Tranzistori TECJ și TECMOS cu canal inițial.....	261
XII. 3.2. Tuburi electronice	266
XII. 3.3. Tranzistori TECMOS cu canal indus.....	267
XII. 4. Polarizarea tranzistorilor bipolari. Stabilizarea termică.....	268
XII. 4.1. Circuite de polarizare.....	268
XII. 4.2. Stabilizarea termică a punctului static de funcționare	270
XII. 5. Diagramele tensiunilor și curenților. Caracteristici dinamice.....	272
XII. 6. Caracteristici dinamice în curent alternativ.....	276
XII. 7. Bilanțul energetic în amplificatori.....	278
XII. 8. Clase de funcționare a amplificatorilor.....	281
XII. 9. Factori limitanți în alegerea punctului de funcționare.....	283
Capitolul XIII. Circuite echivalente ale dispozitivelor electronice.....	285
XIII. 1. Introducere.....	285
* XIII. 2. Considerații generale cu privire la modelele liniare ale dispozitivelor electronice	285
XIII. 2.1. Modele liniare cu parametrii z, y, h	285
XIII. 2.2. Condiții de măsurare a parametrilor.....	288
XIII. 3. Modele liniare de joasă frecvență.....	289
XIII. 3.1. Tranzistori cu efect de cîmp și tuburi electronice.....	289
XIII. 3.2. Tranzistori bipolari	291
XIII. 3.3. Utilizarea modelelor liniare de joasă frecvență pentru analiza unor scheme de amplificatori.....	293

XIII. 4. Modele liniare la frecvențe înalte.....	299
XIII. 4.1. Efecte de frecvență în tranzistori TEC și tuburi electronice.....	299
XIII. 4.2. Joncțiunea PN la frecvențe înalte.....	302
XIII. 4.3. Comportarea tranzistorilor bipolari la frecvențe înalte.....	303
Capitolul XIV. Amplificatori de tensiune (semnal mle).....	306
XIV. 1. Introducere	306
XIV. 2. Noțiuni fundamentale cu privire la amplificatori.....	306
XIV. 2.1. Coeficient de amplificare.....	306
XIV. 2.2. Distorsiuni	308
XIV. 2.3. Bandă de frecvențe.....	309
XIV. 2.4. Gamă dinamică	309
XIV. 2.5. Putere utilă și randament.....	310
XIV. 2.6. Criterii de clasificare a amplificatorilor.....	310
XIV. 3. Amplificatori cu cuplaj RC echipați cu tranzistori TEC și tuburi electronice..	311
XIV. 3.1. Schema de principiu și schema echivalentă a amplificatorului cu	
tranzistor TECMOS cu cuplaj RC	311
XIV. 3.2. Expresia generală a coeficientului de amplificare în tensiune	312
XIV. 3.3. Efect Miller	314
XIV. 3.4. Caracteristici de frecvență.....	315
XIV. 3.5. Distorsiuni de frecvență.....	317
XIV. 3.6. Diagrame Bode	319
XIV. 3.7. Produsul amplificare \times bandă de trecere.....	320
XIV. 3.8. Considerații asupra amplificatorilor RC echipați cu tuburi electro-	
nice	321
XIV. 4. Amplificatori cu cuplaj RC echipați cu tranzistori bipolari	322
XIV. 5. Amplificatori cu mai multe etaje.....	327
XIV. 6. Amplificatori de tensiune cu cuplaj prin transformator.....	328
XIV. 7. Amplificatori selectivi de înaltă frecvență.....	332
Capitolul XV. Reacția negativă	333
XV. 1. Introducere	333
XV. 2. Noțiuni de bază. Clasificări.....	333
XV. 2.1. Conceptul de reacție.....	333
XV. 2.2. Tipuri de reacție negativă.....	335
XV. 3. Influența RN asupra coeficientului de amplificare, benzii de trecere și distorsi-	
unilor neliniare	337
* XV. 3.1. Influența RN asupra coeficientului de amplificare.....	337
* XV. 3.2. Influența RN asupra benzii de trecere și a defazajului.....	339
XV. 3.3. Influența RN asupra distorsiunilor neliniare.....	341
* XV. 4. Influența RN asupra impedanțelor de intrare și ieșire.....	342
XV. 4.1. Influența RN asupra impedanței de intrare	342
XV. 4.2. Influența RN asupra impedanței de ieșire	343
XV. 5. Exemple de scheme cu RN.....	345
XV. 6. Stabilitatea amplificatorilor cu RN	352
XV. 6.1. Procese fizice	352
XV. 6.2. Criteriul Nyquist de stabilitate a amplificatorilor cu RN	353
* XV. 7. Amplificatori operaționali	356

Capitolul XVI. Oscilatori sinusoidali	358
XVI. 1. Introducere	358
XVI. 2. Oscilatori RC	359
XVI. 2.1. Condiții generale de oscilație.....	359
XVI. 2.2. Oscilatori RC de tip I (cu rețea de defazare).....	360
XVI. 2.3. Oscilatori RC de tip II.....	364
XVI. 3. Oscilatori LC	368
XVI. 3.1. Oscilatori Armstrong	368
XVI. 3.2. Oscilatori Hartley	372
XVI. 3.3. Oscilatori Colpitts	374
XVI. 3.4. Oscilatori Clapp	376
XVI. 4. Limitarea și stabilizarea amplitudinii oscilațiilor.....	377
XVI. 5. Stabilitatea frecvenței oscilatorilor	381
XVI. 5.1. Considerații generale	381
XVI. 5.2. Oscilatori cu cuarț	382
Capitolul XVII. Circuite basculante și circuite logice.....	386
XVII. 1. Introducere	386
XVII. 2. Procese tranzitorii în circuite liniare de ordin I.....	386
XVII. 2.1. Generalități asupra impulsurilor.....	386
XVII. 2.2. Procese tranzitorii în circuite de ordin I. Exemple	388
XVII. 3. Dispozitivele electronice în regim de comutare.....	392
XVII. 3.1. Funcționarea dispozitivelor electronice în regiunile neliniare....	392
XVII. 3.2. Scheme echivalente pentru stările statice.....	393
XVII. 3.3. Procese de comutare a dispozitivelor electronice	397
XVII. 4. Circuite basculante astabile.....	404
XVII. 4.1. Multivibrator cu tranzistori bipolari.....	405
XVII. 4.2. Multivibrator cu tranzistori TEC.....	408
XVII. 4.3. Variante constructive.....	411
XVII. 5. Circuite basculante monostabile.....	413
XVII. 5.1. Monostabil cu tranzistori bipolari.....	413
XVII. 5.2. Metode de declanșare. Variante.....	415
XVII. 6. Circuite basculante bistabile.....	417
XVII. 6.1. Bistabil cu tranzistori bipolari.....	417
XVII. 6.2. Bistabil cu tranzistori TEC.....	418
XVII. 6.3. Bistabil Schmitt	419
XVII. 6.4. Variante constructive	421
XVII. 7. Generatorul autoblocat	424
XVII. 8. Circuite basculante cu diode tunel.....	428
XVII. 9. Circuite logice fundamentale.....	431
* XVII. 9.1. Noțiuni de algebră Boole.....	432
XVII. 9.2. Circuite logice cu diode și tranzistori.....	434
XVII. 9.3. Circuite logice integrate.....	436
Capitolul XVIII. Modulația și detecția semnalelor.....	438
XVIII. 1. Introducere	438
XVIII. 2. Tipuri de modulație.....	438
XVIII. 3. Modulația de amplitudine	440
XVIII. 3.1. Relații generale. Moduri de reprezentare.....	440
XVIII. 3.2. Scheme pentru realizarea MA.....	442

XVIII. 4. Modulația unghiulară	451
XVIII. 4.1. Legătura între modulația de frecvență și modulația de fază	451
XVIII. 4.2. Spectrul oscilațiilor MF	454
XVIII. 4.3. Scheme pentru realizarea MF	457
XVIII. 5. Detecția semnalelor modulate în amplitudine	459
XVIII. 5.1. Detecția pătratică	459
XVIII. 5.2. Detecția liniară (cvasiliniară)	462
XVIII. 5.3. Alegerea elementelor filtrului. Caracteristici de detecție	464
XVIII. 5.4. Alte tipuri de detectori MA	467
XVIII. 6. Detecția semnalelor modulate în frecvență	469
XVIII. 6.1. Discriminatorul Foster-Seely	469
XVIII. 6.2. Detectorul de raport	471
XVIII. 7. Modulația de impulsuri	472
Bibliografie, cap. XI-XVIII	475
Anexa I. Transformările Fourier și Laplace	476
Anexa II. Stabilitatea sistemelor cu conexiune inversă	479

PARTEA ÎNTII

DISPOZITIVE ELECTRONICE

Capitolul I

PURTĂTORI DE SARCINĂ ÎN SOLIDE. PROCESE DE CONDUCTIE

I.1. INTRODUCERE

În limitele unei abordări clasice, din punct de vedere electric, corpurile solide se împart în trei grupe: conductori, semiconductori și izolatori. Drept criteriu de clasificare servește valoarea conductivității electrice σ măsurată la temperatura camerei ($T \simeq 300$ K). Valorile aproximative ale lui σ pentru cele trei grupe sînt: conductori $\sigma = 10^8 - 10^6 (\Omega \cdot m)^{-1}$, semiconductori $\sigma = 10^5 - 10^{-9} (\Omega \cdot m)^{-1}$, izolatori $\sigma \leq 10^{-9} (\Omega \cdot m)^{-1}$. Deși utilă în practică, această clasificare nu reflectă în mod corespunzător structura internă și unele proprietăți fizice intrinseci ale solidelor.

Referindu-ne la modelul benzilor energetice și mecanismul conducției electrice, mai cuprinzătoare este împărțirea solidelor în două grupe. În prima grupă intră conductorii, a căror conductivitate are valori ridicate într-o gamă largă de temperaturi și scade cu temperatura. În grupa a doua intră semiconductorii și izolatorii, la care σ are valori mai mici și crește cu temperatura. Diferența dintre semiconductori și izolatori constă în faptul că la semiconductori, σ ia valori utile pentru conducția curentului electric chiar la temperatura camerei, pe cînd la izolatori, σ ia valori utile la temperaturi foarte ridicate, care adesea depășesc punctul de topire al corpului. De asemenea, proprietățile semiconductoarelor, în special valoarea conductivității electrice, sînt puternic influențate prin introducerea de impurități sau alte defecte de rețea, prin aplicarea de radiații termice, luminoase etc.

În urma numeroaselor studii cu radiații X, fascicule electronice etc., s-a constatat că solidele au o structură cristalină. Un cristal constă dintr-un aranjament spațial dat al atomilor și moleculelor, aranjament rezultat prin repetarea periodică pe cele trei coordonate a unei unități structurale specifice (celulă primitivă). Pentru orice solid cristalin există trei vectori primitivi, \vec{a} , \vec{b} , \vec{c} , care formează un paralelipiped, astfel încît structura cristalină rămîne invariantă în urma unei translații cu orice vector \vec{l} , definit prin relația

$$\vec{l} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}, \quad (1.1)$$

unde m , n , p sînt întregi.

Conductorii (metalele) sînt constituiți dintr-o rețea regulată de ioni pozitivi printre care se mișcă *electronii liberi* proveniți de pe nivelele de valență. Electronii liberi nu pot fi localizați pe lângă un atom anume, ei și-au pierdut complet individualitatea și, conform concepției Lorentz-Sommerfeld, formează un *gaz electronic*. Se spune că electronii interacționează cu atomii prin *legături metalice*. Datorită numărului mare de electroni liberi, $n_0 \simeq 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, metalele (Cu, Au, Ag, Al etc.) au valori ridicate pentru σ .

Semiconductorii și izolatorii sînt constituiți de asemenea dintr-o rețea cristalină cu atomii (ionii) fixați în nodurile rețelei, însă electronii au o mișcare localizată în jurul unuia sau a doi atomi. Se disting două cazuri limită:

a) rețeaua cristalină conține atomi care diferă puternic prin proprietățile lor, în special prin afinitățile electronice; unul dintre atomi are tendința de a ceda ușor electroni, iar celălalt de a-și atașa acești electroni, luînd naștere ioni pozitivi și negativi. În acest caz, interacțiunea chimică se realizează în

principal prin forțele electrostatice și se spune că în cristal există o *legătură heteropolară (ionică)*. Un exemplu tipic în acest caz este NaCl;

b) rețeaua cristalină conține atomi de același fel sau atomi care diferă foarte puțin între ei. În acest caz, doi electroni de valență de spin opus, cîte unul de fiecare atom, devin comuni la cei doi atomi, deci are loc o anumită dezindividualizare a electronilor. În astfel de cristale avem o *legătură covalentă*, care este intermediară între legătura metalică și cea ionică. Exemple de cristale cu legături covalente: Si, Ge, Se, Sn, Pb, SiC, CuO, InSb, GaAs, GaP etc. La construcția dispozitivelor electronice se utilizează în special semiconductorii cu legături covalente, care prezintă o conducție electronică, fapt pentru care se numesc *semiconductori electronici*.

Există mai multe sisteme de cristalizare. Cei mai mulți dintre semiconductorii utilizați în practică cristalizează în rețelele *diamantului* (Si, Ge, C, Se etc.) și *blendei* (GaAs, GaP, InSb etc.), care aparțin structurii tetraedrice, adică fiecare atom este înconjurat de cîte patru atomi echidistanți, care sînt localizați în virfurile unui tetraedru. Legătura dintre doi atomi vecini este

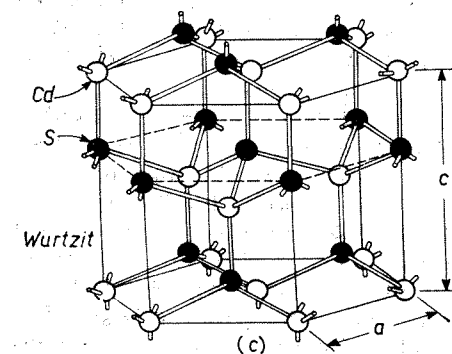


Fig. 1.1. Structuri cristaline:
a - diamant; b - blendă; c - wurtzit.

realizată de către doi electroni de spin opus. În cazul rețelei diamantului, toți atomii sînt de același fel (fig. 1.1, a); în cazul rețelei blendei, de exemplu, GaAs, deosebim două subrețele (fig. 1.1, b), una formată din atomi de Ga, alta din atomi de As. Există unii compuși intermetalici (ZnS, CdS etc.) care

au rețeaua cristalină de tipul *wurtzit* (fig. 1.1, c), unde, de asemenea, fiecare atom este înconjurat de patru atomi fixați în virfurile unui tetraedru, în ansamblu însă rețeaua este mai complicată.

1.2. MODELUL BENZILOR ENERGETICE

1.2.1. Modelul benzilor energetice la metale

Structura benzilor (zonelor) energetice într-un solid cristalin este determinată de relația energie-impuls care se obține în cadrul teoriei Bloch — Brillouin [1, 2, 5]. Aici vom utiliza un model simplificat obținut în urma unei tratări elementare pentru cazul unidimensional. Pentru aceasta se consideră mai întîi un atom izolat avînd localizată în nucleul său sarcina pozitivă $Q = = qZ$, unde Z este numărul atomic, iar q este sarcina elementară. Potențialul V și energia potențială a electronului $W_p = qV$ variază invers proporțional cu distanța sa de nucleu (fig. 1.2, a). În cadrul acestei tratări fenomenologice este convenabil să se ia drept referință pentru potențial și energia potențială, valorile corespunzătoare unui electron situat la infinit: $V(r \rightarrow \infty) = 0$, $W_p(r \rightarrow \infty) = 0$. Rezultă că în interiorul cristallului din care face parte atomul, potențialul este pozitiv, iar energia potențială a electronului este negativă datorită faptului că q este negativ. Liniile orizontale reprezintă nivele energetice discrete determinate de numărul cuantic principal; lungimea liniilor este proporțională cu raza orbitei pe care se mișcă electronul.

În cazul a doi atomi, A, B, separați prin distanța interatomică a , energia potențială rezultantă în spațiul dintre cei doi atomi se obține făcînd suma algebrică a energiilor date de cei doi atomi (fig. 1.2, b), adică $mp = mo + mn$. Totodată, prin apropierea atomilor, nivelele energetice discrete, în special cele superioare, se desfac în două (efect Stark); distanța dintre nivelele despicate crește odată cu micșorarea lui a .

În cazul unui cristal format din n atomi, nivelele discrete degenerază în benzi energetice, fiecare bandă fiind formată din n nivele dispuse foarte

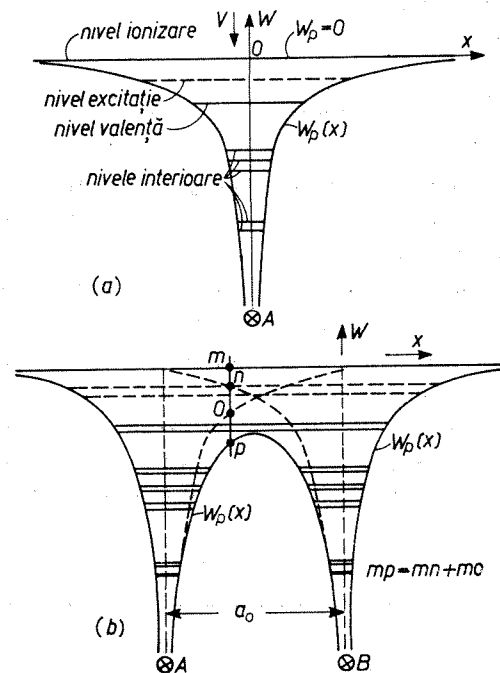


Fig. 1.2. Variația energiei potențiale a electronului în câmpul electric al nucleului:
a - un singur atom; b - doi atomi.

aproape unul de altul. Procesul de desfacere a nivelelor energetice în benzi energetice este arătat în figura 1.3 (reprezentarea Bloch), unde se observă că desfacerea este mai pronunțată pentru nivelele superioare. Benzile energetice obținute prin desfacerea nivelelor discrete poartă numele de *benzi permise*; ele sînt separate prin *benzi interzise*, care nu pot fi ocupate de electroni.

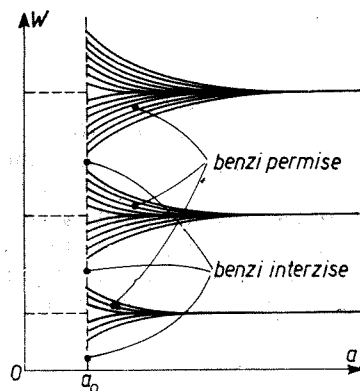


Fig. 1.3. Desfacerea nivelelor discrete în benzi energetice (reprezentarea Bloch).

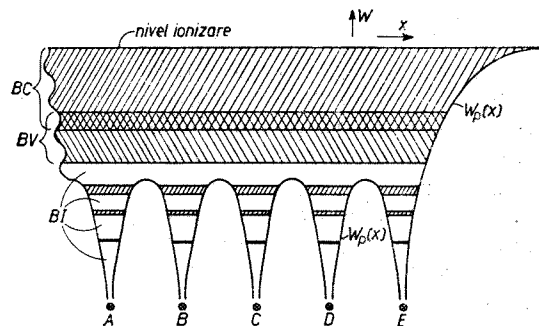


Fig. 1.4. Modelul benzilor energetice la metale.

Modelul benzilor energetice pentru metale este reprezentat în figura 1.4; din nivelul de excitație rezultă *banda de conducție*, BC , din nivelul de valență rezultă *banda de valență*, BV . În cazul metalelor are loc suprapunerea parțială a benzilor BV și BC , restul benzilor permise fiind separate prin benzi interzise, BI . La suprafața cristalului (la dreapta atomului E) are loc o variație pronunțată a energiei potențiale, care poartă numele de *barieră de energie potențială*. Electronii liberi (de conducție) care formează gazul electronic se pot mișca în volumul cristalului, însă ajungînd la suprafață, întîlnesc bariera energetică pe care n-o pot depăși; vor putea părăsi cristalul numai electronii a căror energie este mai mare decît bariera energetică.

1.2.2. Modelul benzilor energetice la semiconductorii intrinseci

Elementele semiconductoare cele mai răspîndite sînt Si , Ge , Se , Sn și unii compuși intermetalici $GaAs$, GaP , $InSb$ etc., care aparțin structurilor tetraedrice. În cazul Si , reprezentarea simplificată în plan a structurii cristaline este arătată în figura 1.5, a . La temperaturi scăzute și în absența altor factori externi, toate legăturile covalente sînt satisfăcute, iar cristalul se comportă ca un izolator perfect. La temperatura camerei, un număr mic de electroni au energii suficiente pentru a se desprinde de legăturile covalente

devenind electroni liberi; legăturile covalente nesatisfăcute (vacanțele) din punct de vedere electric se comportă ca sarcini pozitive numite *goluri* (fig. 1.5, b). În prezența cîmpului electric extern, electronii vor avea o mișcare orientată (suprapusă peste mișcarea de agitație termică) în sens opus cîm-

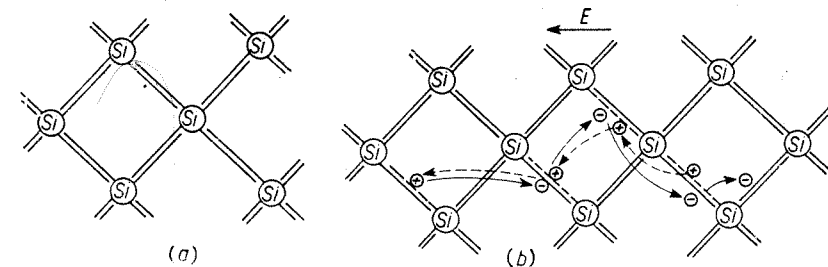


Fig. 1.5. Reprezentarea simplificată în plan a structurii cristaline a Si :
 a — izolator perfect la temperaturi scăzute; b — formarea perechilor electron-gol.

pului E , iar golurile în sensul cîmpului. Rezultă că la conducția curentului participă atît electronii, cît și golurile. În semiconductorii *intrinseci*, numărul electronilor liberi este egal cu numărul golurilor, constituind *perechi electron-gol*. Modelul benzilor energetice pentru semiconductorul intrinsec este arătat în figura 1.6. În BC se găsesc electroni a căror energie a fost suficientă pentru a se desprinde de legăturile covalente, însă insuficientă pentru a părăsi cristalul. Pentru a trece din BV în BC , electronii trebuie să primească de la un agent extern o cantitate de energie mai mare decît

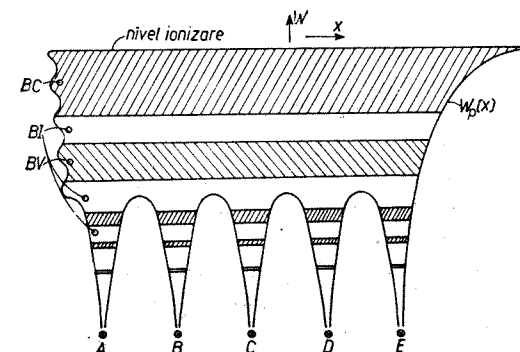


Fig. 1.6. Modelul benzilor energetice la semiconductorii intrinseci.

lărgimea benzii interzise, W_g . Prin tranziția electronilor din BV în BC iau naștere goluri în BV , prin urmare această bandă este incomplet ocupată cu electroni.

Dat fiind că benzile complet ocupate sau complet vide de electroni nu participă la procesele de conducție electrică [1, 4, 5], în continuare se va

reprezenta modelul benzilor energetice al solidelor luându-se în considerație numai BV și BC , singurele care pot fi incomplet ocupate cu electroni. În cazul metalelor are loc suprapunerea benzilor BV și BC (fig. 1.7, a). La temperaturi $T \approx 0$ K și în absența altor factori externi, BV este complet ocupată de electroni, iar BC complet vidă; la temperaturi $T \neq 0$ K, un anumit număr de electroni trec din BV în BC , deci ambele benzi devin par-

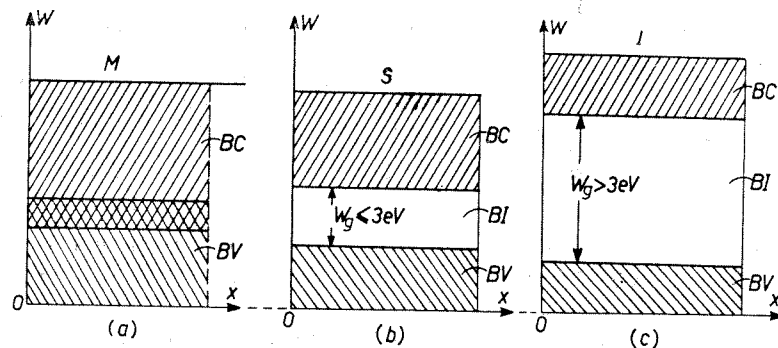


Fig. 1.7. Modelul simplificat al benzilor energetice la solide: a — metale; b — semiconductori; c — izolatori.

țial ocupate. În cazul semiconductoarelor intrinseci, benzile BV și BC sînt separate prin banda interzisă BI , a cărei lățime nu depășește 3 eV (fig. 1.7, b). Pentru ca electronii să poată trece din BV în BC , este necesar să li se comunice din exterior o cantitate de energie $W > W_g$ numită *energie de activare*. Izolatorii se deosebesc de semiconductori prin lățimea mare a benzii interzise (fig. 1.7, c).

1.2.3. Modelul benzilor energetice la semiconductorii cu impurități

La construcția dispozitivelor semiconductoare se utilizează semiconductori cu impurități (dopați); drept impurități se folosesc fie atomi pentavalenți, fie atomi trivalenți.

Semiconductorul dopat cu atomi pentavalenți (As, P, Sb, Bi) se numește semiconductor de tip N (fig. 1.8, a): patru dintre atomii de valență ai As satisfac legăturile covalente cu atomii vecini de Si, iar al cincilea electron poate deveni liber chiar la temperatura camerei. Din punct de vedere energetic, *atomii donori* (pentavalenți) introduc *nivele donoare* W_D situate în BI în imediata apropiere a limitei inferioare a BC , limită notată cu W_c (fig. 1.8, b). Trecînd de pe nivelele W_D în BC , cel de-al cincilea electron al atomului donor nu lasă în urma sa goluri, întrucît nu participă la legăturile covalente. Pe lîngă acești electroni liberi injectați în BC de către impuritățile donoare, în semiconductor pot lua naștere, de exemplu, sub acțiunea temperaturii, obișnuitele perechi electron-gol, însă totdeauna numărul electronilor liberi este mai mare decît cel al golurilor. În semiconductorul de tip N ,

electronii se numesc *purtători majoritari*, iar golurile *purtători minoritari*. După pierderea electronului, atomii donori devin ioni pozitivi fixați în rețeaua cristalină. Semiconductorul în care numărul electronilor liberi este diferit de cel al golurilor se numește *extrinsec*; din această categorie fac parte și semiconductorii cu impurități (ca un caz particular).

Semiconductorul dopat cu atomi trivalenți (In, Ga, Al) se numește semiconductor de tip P (fig. 1.9, a); atomii de valență ai In satisfac numai trei legături covalente cu atomii vecini de Si, iar legătura covalentă nesatisfăcută (vacanța) constituie un gol slab legat de atom. Chiar la temperatura camerei, vacanțele pot fi satisfăcute de electronii de valență ai atomilor de Si. Din punct de vedere energetic, *atomii acceptori* (trivalenți) introduc *nivele acceptoare* W_A situate în BI în imediata apropiere a limitei superioare a BV , limită notată cu W_v (fig. 1.9, b). Trecînd din BV pe nivelele W_A , electronii lasă în BV goluri libere; se spune că impuritățile acceptoare injectează goluri în banda de valență. Pe lîngă golurile datorate impurităților, în semiconductor pot lua naștere obișnuitele perechi electron-gol, însă totdeauna numărul golurilor este mai mare decît cel al electronilor. În semiconductorul de tip P ,

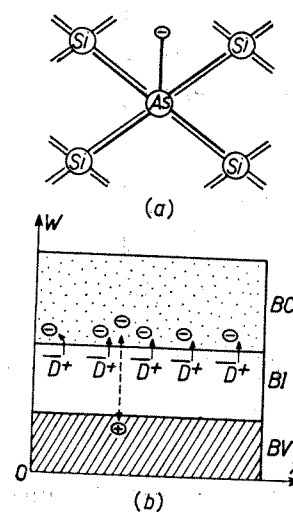


Fig. 1.8. Semiconductori de tip N :

a — structura cristalină; b — modelul benzilor energetice.

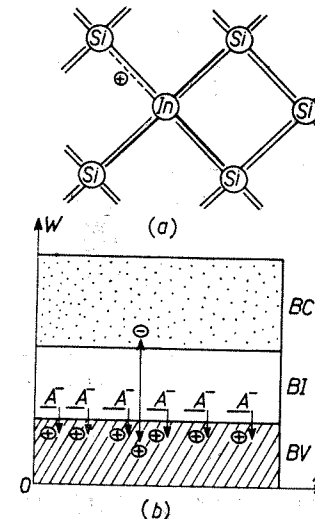


Fig. 1.9. Semiconductori de tip P :

a — structura cristalină; b — modelul benzilor energetice.

golurile se numesc *purtători majoritari*, iar electronii *purtători minoritari*. După satisfacerea vacanței, atomii acceptori devin ioni negativi fixați în rețeaua cristalină.

Intervalul energetic dintre nivelele W_D și W_c , precum și dintre nivelele W_A și W_v depinde de natura semiconductorului și de tipul impurităților. Pozițiile nivelelor energetice introduse de diferite tipuri de impurități în

Si și Ge sunt arătate în figura 1.10. Valorile indicate lângă impuritățile donoare (deasupra mijlocului BI) reprezintă intervalul energetic dintre W_c și W_D exprimat în eV; valorile indicate lângă impuritățile acceptoare reprezintă intervalul energetic dintre W_v și W_A .

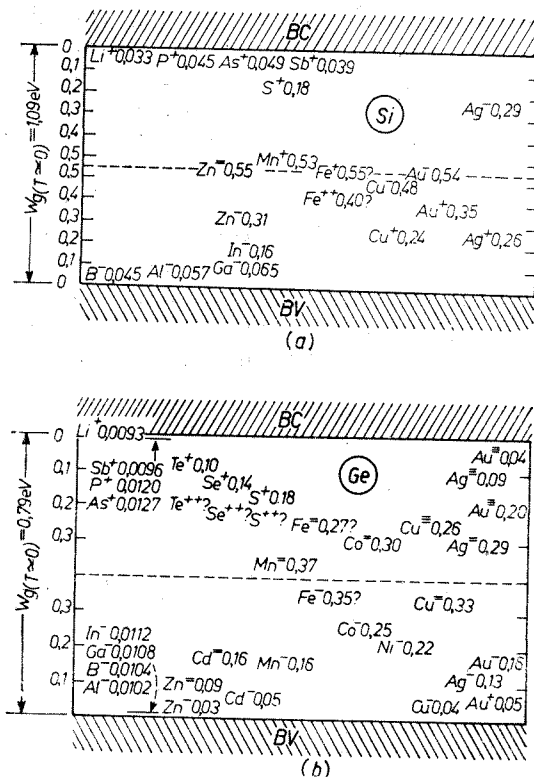


Fig. 1.10. Poziția nivelelor donoare și acceptoare introduse de diferite impurități în:
a - Si și b - Ge.

1.3. CONCENTRAȚIA ȘI DISTRIBUȚIA ENERGETICĂ A PURTĂTORILOR DE SARCINĂ ÎN SOLIDE. NIVEL FERMI

3.1. Considerații asupra funcției de distribuție și a densității de stări energetice

Pentru studiul proceselor electronice din metale și semiconductori este necesar să se cunoască concentrația și distribuția energetică a electronilor și golurilor. Fiind vorba de ansambluri de particule, se utilizează în acest scop statistica Fermi-Dirac, care consideră electronii particule indecelabile între ele având spinul 1/2 și ține cont de principiul excluziunii al lui Pauli. În cadrul

acestei statistici se operează cu două mărimi: funcția de distribuție Fermi și densitatea de stări $g(W)$.

Funcția de distribuție Fermi pentru electroni are expresia

$$f_n(W) = \{1 + \exp[(W - W_F)/kT]\}^{-1} \quad (1.2)$$

și reprezintă probabilitatea ca, la echilibru termodinamic, o stare cuantică caracterizată prin energia W la temperatura T să fie ocupată de un electron; k este constanta Boltzmann; W_F poartă numele de nivel Fermi.

În cazul unui sistem de electroni liberi aflat la temperatura $T = 0$ K, electronii se vor repartiza pe diferite nivele în conformitate cu principiul lui Pauli, începînd de la nivelul zero pînă la un anumit nivel W_{F0} , iar nivelele superioare rămîn neocupate. Deci, la $T = 0$ K, nivelul Fermi separă stările ocupate de cele neocupate. La temperaturi $T \neq 0$ K, nivelul Fermi reprezintă energia pentru care funcția de distribuție ia valoarea 1/2; în general, W_F variază cu temperatura, însă în calculele aproximative se poate lua $W_F \approx W_{F0}$.

Funcția de distribuție pentru goluri (probabilitatea ca starea respectivă să nu fie ocupată de electroni) este

$$f_p(W) = 1 - f_n(W) = \{1 + \exp[(W_F - W)/kT]\}^{-1}. \quad (1.3)$$

Formele funcțiilor $f_n(W)$ și $f_p(W)$ pentru diferite temperaturi sînt reprezentate în figura 1.11; se observă că la $T > 0$ K, pentru $W = W_F$ avem $f_n(W) = f_p(W) = 1/2$.

Densitatea de stări $g(W)$ se definește ca numărul de stări pe unitate de interval energetic și se exprimă prin raportul

$$g(W) = dS(W)/dW, \quad (1.4)$$

unde $dS(W)$ reprezintă numărul de stări cuprinse în intervalul energetic W și $W + dW$. În general, $g(W)$ este o funcție pătratică de energie; expresiile exacte ale lui $g(W)$ pentru diferite medii, pe unitate de volum spațial, sînt [1, 2]:

a) sistem de electroni liberi

$$g(W) = \frac{4\pi(2m)^{3/2}}{h^3} W^{1/2} = \gamma_l W^{1/2}; \quad (1.5)$$

b) metale

$$g(W) = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (W - W_0)^{1/2} = \gamma_m (W - W_0)^{1/2}; \quad (1.6)$$

c) semiconductori

$$g_c(W) = \frac{4\pi(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (W - W_c)^{1/2} = \gamma_c (W - W_c)^{1/2}, \quad (1.7)$$

$$g_v(W) = \frac{4\pi(2m_p^*)^{3/2}}{h^3} (W_v - W)^{1/2} = \gamma_v (W_v - W)^{1/2}. \quad (1.8)$$

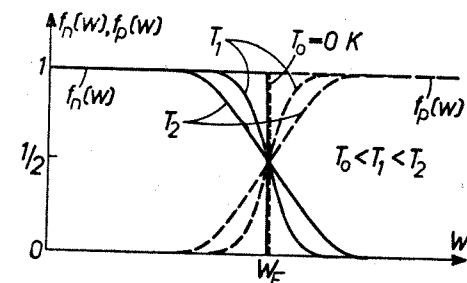


Fig. 1.11. Variația funcțiilor de distribuție $f_n(W)$ și $f_p(W)$ în funcție de energia W .

În aceste expresii s-au introdus notațiile: h este constanta lui Planck, W_0 este adâncimea gropii de energie potențială (vezi paragraful 1.3.3), $g_c(W)$ reprezintă densitatea de stări pentru electronii din BC în apropierea lui W_c , $g_v(W)$ reprezintă densitatea de stări pentru golurile din BV în apropierea lui W_v , m este masa electronului, m_n^* este masa efectivă a electronului, m_p^* este masa efectivă a golului. Masele efective m_n^* și m_p^* sînt, în general, mărimi tensoriale; în cazul particular al unui cristal omogen și izotrop, m_n^* și m_p^* sînt mărimi scalare. Tensorul masă efectivă a fost introdus pentru a putea face o analogie între mișcarea electronului în spațiul liber și mișcarea electronului în potențialul periodic al rețelei cristaline.

1.3.2. Electroni în spațiul liber

În acest caz, electronii nu interacționează între ei și nu sînt supuși unor forțe externe. Numărul de electroni cuprins în intervalul energetic W , $W + dW$ pe unitate de volum spațial este

$$dN(W) = g(W) f_n(W) dW. \quad (1.9)$$

Concentrația se obține prin integrarea expresiei (1.9):

$$n_0 = \int_0^\infty dN(W). \quad (1.10)$$

La temperatura $T = 0$ K, conform figurii 1.11 avem $f_n(W) = 1$ pentru $W < W_{F0}$ și $f_n(W) = 0$ pentru $W > W_{F0}$; prin urmare, limita superioară a integralei (1.10) poate fi luată W_{F0} , deci

$$n_0 = \frac{4\pi}{h^3} (2m)^{3/2} \int_0^{W_{F0}} W^{1/2} dW = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} W_{F0}^{3/2}. \quad (1.11)$$

În acest caz, nivelul Fermi are expresia

$$W_{F0} = \left(\frac{3n_0}{8\pi} \right)^{2/3} \frac{h^2}{2m}. \quad (1.12)$$

La temperaturi $T \neq 0$ K, calculul mărimilor n_0 și W_F este mai complicat, fapt pentru care ne vom limita la cazul gazului electronic *nede generat*. Gazul electronic se consideră nede generat cînd este satisfăcută relația $W - W_F \gg kT$ sau $T \gg T_c$, unde $T_c = W_F/k$ se numește *temperatură de degenerare*; dacă $T < T_c$, gazul electronic este degenerat. Pentru gazul electronic nede generat se poate scrie

$$f_n(W) = \exp[-(W - W_F)/kT], \quad (1.13)$$

adică funcția de distribuție Fermi se înlocuiește prin funcția de distribuție Boltzmann.

Concentrația electronilor are expresia

$$n_0 = 4\pi \left(\frac{2m}{h^2} \right)^{3/2} e^{W_F/kT} \int_0^\infty W^{1/2} e^{-W/kT} dW. \quad (1.14)$$

Făcînd schimbarea de variabilă $W/kT = u$, (1.14) devine

$$n_0 = 4\pi \left(\frac{2mkT}{h^2} \right)^{3/2} e^{W_F/kT} \int_0^\infty u^{1/2} e^{-u} du. \quad (1.15)$$

Integrala de tip Poisson din (1.15) are valoarea $\sqrt{\pi}/2$, deci

$$n_0 = \frac{2}{h^3} (2m\pi kT)^{3/2} e^{W_F/kT}, \quad (1.16)$$

iar nivelul Fermi are expresia

$$W_F = kT \ln \frac{n_0 h^3}{2} (2m\pi kT)^{-3/2}. \quad (1.17)$$

Distribuția energetică a electronilor definită prin expresia

$$\eta = dN(W)/dW = g(W)f_n(W) \quad (1.18)$$

se obține făcînd produsul curbelor $f_n(W)$ și $g(W)$. În cazul sistemului de electroni liberi, $g(W)$ are forma arătată în figura 1.12, *b*; distribuția energetică a electronilor este arătată în figura 1.12, *c*, unde suprafața hașurată reprezintă concentrația electronilor, n_0 .

1.3.3. Electroni în metale

În cadrul teoriei lui Sommerfeld, variația reală a energiei potențiale din metal (fig. 1.4) este aproximată cu *modelul gropii de energie potențială*, de

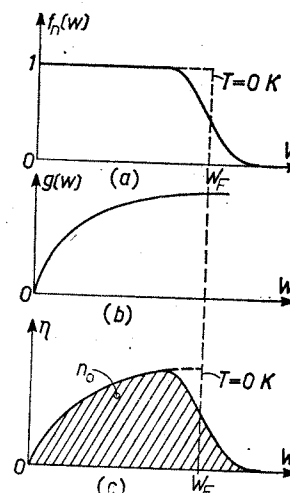


Fig. 1.12. Distribuția energetică și concentrația electronilor liberi.

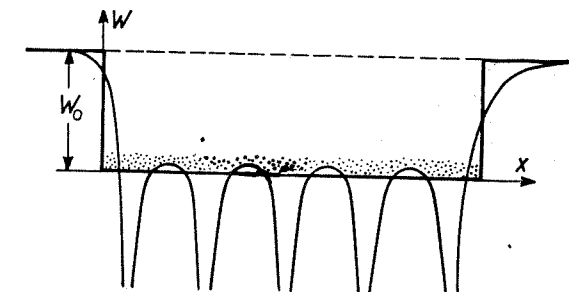


Fig. 1.13. Modelul gropii de energie potențială (Sommerfeld).

adâncime W_0 (fig. 1.13). Limita inferioară a gropii de energie potențială coincide cu marginea inferioară a BV , iar limita superioară coincide cu nivelul de ionizare.

Numărul de electroni din intervalul energetic W , $W + dW$ pe unitate de volum spațial este

$$dN(W) = g(W)f_n(W) dW = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \frac{(W - W_0)^{1/2}}{1 + \exp[(W - W_F)/kT]} dW. \quad (1.19)$$

În general, electronii din metale formează un gaz electronic degenerat; în scopul evitării unor calcule complicate, ne vom limita la aproximația de gaz electronic nedegenerat pentru care concentrația are expresia

$$n_0 = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \int_{W_0}^{\infty} (W - W_0)^{1/2} e^{-(W - W_F)/kT} dW. \quad (1.20)$$

Făcînd schimbarea de variabilă $(W - W_0)/kT = u$ și luînd limita superioară a integralei egală cu ∞ (acest lucru este posibil pentru că marea majoritate a electronilor se dispun în apropiere de W_0), rezultă

$$n_0 = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^* kT)^{3/2} e^{-(W_0 - W_F)/kT} \int_0^{\infty} u^{1/2} e^{-u} du = N_m e^{-(W_0 - W_F)/kT}, \quad (1.21)$$

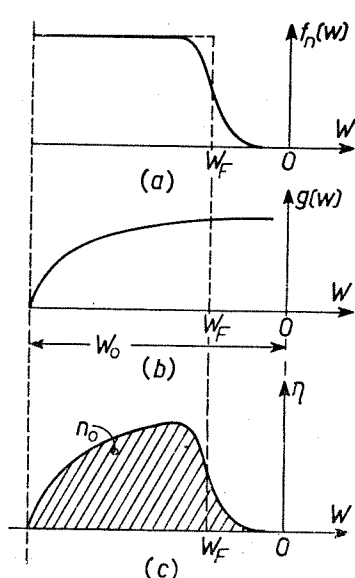


Fig. 1.14. Distribuția energetică și concentrația electronilor în metale.

ionice, câmp electric etc., un anumit număr de electroni acumulează energii suficiente pentru a trece din BV în BC . Astfel, în BC vor exista electroni, iar în BV vor exista goluri. Dat fiind că electronii și golurile au concentrații mici, vom considera că gazul electronic și cel de goluri sînt nedegenerate.

unde

$$N_m = \frac{2}{h^3} (2m_n^* \pi kT)^{3/2} \quad (1.22)$$

se numește *densitatea efectivă* a stărilor energetice din metal la limita inferioară a gropii de energie potențială.

Graficul distribuției energice se obține făcînd produsul curbelor $f_n(W)$ și $g(W)$. În cazul metalelor, $g(W)$ are forma arătată în figura 1.14, b; distribuția energică a electronilor este arătată în figura 1.14, c, unde suprafața hașurilor reprezintă concentrația electronilor, n_0 . Electronii a căror energie maximă depășește nivelul $W = 0$ părăsesc metalul.

1.3.4. Electroni și goluri în semiconductori intrinseci

Dacă asupra unui semiconductor intrinsec acționează factori externi ca radiații termice și luminoase, radiații γ , fascicule electronice și

Numărul electronilor în intervalul energetic W , $W + dW$ din BC pe unitate de volum spațial este

$$dN(W) = g_c(W)f_n(W) dW = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \frac{(W - W_c)^{1/2}}{\exp[(W - W_{FI})/kT]} dW, \quad (1.23)$$

unde W_{FI} este nivelul Fermi pentru semiconductorul intrinsec.

Concentrația electronilor are expresia

$$n_i = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \int_{W_c}^{W_1} (W - W_c)^{1/2} e^{-(W - W_{FI})/kT} dW, \quad (1.24)$$

unde W_1 este un nivel energetic arbitrar în interiorul BC . Avînd în vedere că majoritatea nivelelor ocupate sînt situate în apropierea lui W_c , deoarece $f_n(W)$ scade foarte repede prin depărtarea de W_c , se poate lua $W_1 \rightarrow \infty$. Făcînd schimbarea de variabilă $(W - W_c)/kT = u$, după integrare rezultă

$$n_i = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^* kT)^{3/2} e^{-(W_c - W_{FI})/kT} \int_0^{\infty} u^{1/2} e^{-u} du = N_c e^{-(W_c - W_{FI})/kT}, \quad (1.25)$$

unde

$$N_c = \frac{2}{h^3} (2m_n^* \pi kT)^{3/2} \quad (1.26)$$

se numește *densitate efectivă* a stărilor energetice pentru electroni în BC în apropierea limitei sale inferioare. Denumirea provine de la faptul că dacă la limita W_c ar fi localizate N_c stări, atunci n_i reprezintă numărul stărilor efectiv ocupate.

Concentrația golurilor din BV se calculează în mod similar. Pentru un interval energetic elementar avem

$$dP(W) = g_v(W)f_p(W) dW = \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} \frac{(W_v - W)^{1/2}}{\exp[(W_{FI} - W)/kT]} dW. \quad (1.27)$$

Concentrația golurilor se obține prin integrarea expresiei (1.27) între limitele W_v și W_2 , unde W_2 este un nivel energetic arbitrar în interiorul BV . Avînd în vedere că majoritatea nivelelor ocupate cu goluri sînt situate în apropierea lui W_v , se poate lua $W_2 \rightarrow \infty$ (pentru goluri, creșterea energiei are sensul de la W_v spre interiorul BV). În final rezultă

$$p_i = P_v e^{-(W_{FI} - W_v)/kT}, \quad (1.28)$$

unde

$$P_v = \frac{2}{h^3} (2m_p^* \pi kT)^{3/2} \quad (1.29)$$

se numește *densitate efectivă* a stărilor energetice din BV pentru goluri în apropierea lui W_v .

Pentru determinarea poziției nivelului Fermi, ținem seama că în semiconductorii intrinseci, $n_i = p_i$; egalînd relațiile (1.25) și (1.28) și logaritmind se obține

$$W_{FI} = \frac{W_v + W_c}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{P_v}{N_c}. \quad (1.30)$$

La temperaturi foarte mici, $T \simeq 0$ K, rezultă

$$W_{FI} = \frac{W_v + W_c}{2}, \quad (1.31)$$

deci nivelul Fermi este situat la mijlocul BI.

Făcînd produsul expresiilor (1.25) și (1.28) se obține o relație foarte importantă pentru studiul dispozitivelor semiconductoare

$$\begin{aligned} n_i p_i &= n_i^2 = N_c P_v e^{-(W_c - W_v)/kT} = \\ &= N_c P_v e^{-W_g/kT}. \end{aligned} \quad (1.32)$$

Relația (1.32) reprezintă o caracteristică a materialului și nu depinde de nivelul Fermi; pătratul concentrației electronilor într-un semiconductor intrinsec depinde numai de temperatură și de lărgimea benzii interzise.

Distribuția energetică a electronilor și golurilor este arătată în figura 1.15. Prezența benzii interzise influențează forma curbilor $g_c(W)$ și $g_v(W)$; în interiorul BI, $g(W) = 0$, iar în benzile permise, $g(W)$ variază pătratic cu energia începînd de la limitele benzilor spre interior, rezultînd curbele aproximative arătate în partea stîngă a figurii. Funcțiile de distribuție $f_n(W)$ și $f_p(W)$ au o formă clasică, nefiînd influențate de prezența benzii interzise. Făcînd produsul curbilor $g_c(W)$ și $f_n(W)$, se obține distribuția energetică a electronilor n_n ; distribuția energetică a golurilor n_p se obține făcînd produsul curbilor $g_v(W)$ și $f_p(W)$. Suprafețele hașurate reprezintă concentrațiile n_i , respectiv, p_i . Din figură se observă că electronii n_i și golurile p_i care participă la procesele de conducție sînt situați energetic suficient de departe față de W_{FI} , deci condiția de degenerare este justificată.

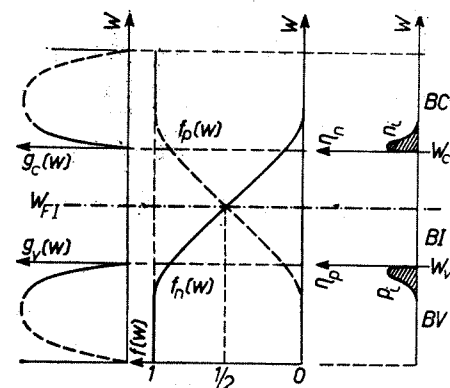


Fig. 1.15. Distribuția energetică și concentrația purtătorilor în semiconductori intrinseci.

Concentrația și distribuția energetică a purtătorilor de sarcină în semiconductorii cu impurități sînt esențial determinate de natura impurităților și de densitatea lor. Considerăm, sub formă generală, un semiconductor dopat cu impurități donoare avînd concentrația N_D și cu impurități acceptoare avînd concentrația N_A ; se admite pentru simplitate că fiecare atom (centru) de impurități eliberează sau captează un singur electron. Condiția de neutralitate electrică a eșantionului are forma generală

$$n + N_A^- = p + N_D^+, \quad (1.33)$$

unde n reprezintă concentrația electronilor în BC, p reprezintă concentrația golurilor în BV, N_D^+ este concentrația atomilor donori ionizați, N_A^- este

concentrația atomilor acceptori ionizați. În cazul concentrațiilor de dopare mici și la temperaturi obișnuite ($T \simeq 300$ K) se poate presupune că toți atomii donori și acceptori sînt ionizați, deci $N_D^+ \simeq N_D$, $N_A^- \simeq N_A$; în aceste condiții, (1.33) devine

$$n + N_A = p + N_D. \quad (1.34)$$

Ținînd cont că relațiile (1.25) și (1.28) rămîn valabile și la semiconductorii cu impurități, cu concentrații mici de dopare, (1.34) devine

$$N_c e^{-(W_c - W_{FI})/kT} + N_A = P_v e^{-(W_{FI} - W_v)/kT} + N_D. \quad (1.35)$$

Ultimele două relații împreună cu (1.32) servesc la determinarea concentrațiilor purtătorilor de sarcină și a nivelului Fermi. Discutăm două cazuri practice.

a) *Semiconductori de tip N.* În acest caz, $N_D \gg N_A$ sau n_i ; făcînd mai întîi substituția $p = n_i^2/n$, din (1.34) rezultă $n_n \simeq N_D$, deci

$$p_n = n_i^2/N_D = n_i^2/n_n \quad (1.36)$$

(indicele n indică faptul că semiconductorul este de tip N).

Expresia nivelului Fermi rezultă imediat din (1.35) prin logaritmare, după ce mai întîi se neglijează p , avînd în vedere că $n_n \gg p_n$; rezultă

$$W_{FN} = W_c - kT \ln(N_c/N_D). \quad (1.37)$$

În semiconductorul de tip N, nivelul Fermi este situat între mijlocul benzii interzise, notat de obicei cu W_{FI} și W_c .

b) *Semiconductori de tip P.* În acest caz, $N_A \gg N_D$ sau n_i ; efectuînd substituția $n = n_i^2/p$, din (1.34) rezultă $p_p \simeq N_A$, deci

$$n_p = n_i^2/N_A = n_i^2/p_p \quad (1.38)$$

(indicele p indică faptul că semiconductorul este de tip P). Expresia nivelului Fermi rezultă din (1.35), considerînd $p_p \gg n_p$

$$W_{FP} = W_v + kT \ln(P_v/N_A) \quad (1.39)$$

În semiconductorul de tip P, nivelul Fermi este situat între W_{FI} și W_v .

Se constată că, pentru un semiconductor dat, nivelele Fermi depind de temperatură și concentrațiile impurităților; crescînd temperatura, nivelele W_{FN} și W_{FP} se apropie de W_{FI} ; crescînd concentrația N_D , nivelul W_{FN} se apropie de W_c ; crescînd concentrația N_A , nivelul W_{FP} se apropie de W_v .

Relațiile (1.36) și (1.38) exprimă „legea acțiunii maselor”; ele ne permit să tragem următoarele concluzii:

1) la echilibru termodinamic și pentru o temperatură dată, într-un semiconductor cu impurități, produsul dintre concentrația purtătorilor majoritari și a celor minoritari este totdeauna egal cu n_i^2 ;

2) mărind concentrația purtătorilor majoritari de k ori, concentrația purtătorilor minoritari se micșorează în aceeași proporție, deoarece condițiile de formare a perechilor electron-gol devin nefavorabile.

Distribuția energetică a electronilor și golurilor pentru un semiconductor de tip N este arătată în figura 1.16. Față de semiconductorul intrinsec se

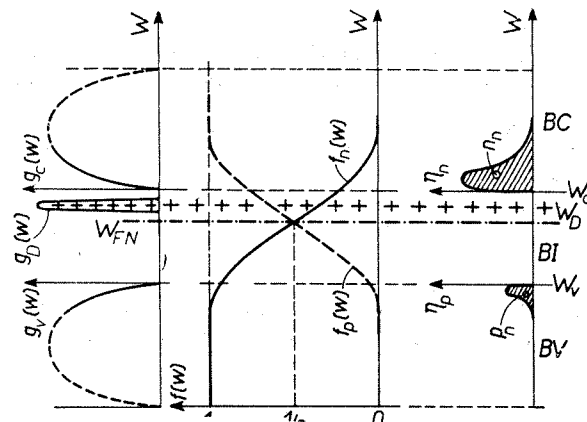


Fig. 1.16. Distribuția energetică și concentrația electronilor și golurilor în semiconductorul de tip N .

disting două deosebiri importante: pe nivelele donoare, în BI există stări permise, de densitate $g_D(W)$; nivelul Fermi este deplasat spre W_c . În cazul electronilor, curba η_n se obține făcînd produsul curbelor $f_n(W)$ și $g_c(W)$. Suprafața hașurată reprezintă concentrația n_n ; datorită deplasării nivelului Fermi spre W_c , această suprafață este mult mai mare decît cea corespunzătoare lui n_i . Distribuția energetică a golurilor η_p se obține făcînd produsul curbelor $f_p(W)$ și $g_v(W)$.

1.4. ECUAȚIILE DE BAZĂ ALE ELECTRONICII SEMICONDUCTORILOR

În acest paragraf se prezintă ecuațiile de bază necesare la studiul dispozitivelor semiconductoare. Aceste ecuații descriu comportarea statică și dinamică a purtătorilor de sarcină în semiconductori sub influența cîmpurilor externe și a diferiților factori (radiații termice, luminoase etc.) care scot sistemul din echilibru termodinamic.

1.4.1. Ecuații pentru densitățile de curent

Deplasarea orientată a fluxului de purtători de sarcină dă naștere unui curent electric. Considerînd un regim staționar, această deplasare poate avea două cauze: a) acțiunea cîmpului electric extern; b) concentrația neuniformă a purtătorilor de sarcină în volumul semiconductorului.

a) Acțiunea cîmpului electric extern \vec{E} . Se consideră mai întîi un semiconductor intrinsec, omogen și izotrop, asupra căruia acționează cîmpul electric \vec{E} (fig. 1.17); concentrațiile purtătorilor sînt n_i , respectiv p_i . Pe lîngă mișcarea de agitație termică, purtătorii vor căpăta sub influența cîmpului \vec{E} și o mișcare orientată, numită de drift (derivă), avînd vitezele

$$\vec{v}_n = \mu_n \vec{E}, \quad \vec{v}_p = \mu_p \vec{E}, \quad (1.40)$$

unde μ_n și μ_p sînt mobilitățile electronilor, respectiv golurilor și se măsoară în $\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$.

În urma mișcării orientate iau naștere curenții de drift avînd densitățile

$$\vec{j}_{nE} = qn_i\mu_n\vec{E}, \quad (1.41)$$

$$\vec{j}_{pE} = qp_i\mu_p\vec{E}. \quad (1.42)$$

Densitatea curentului total de drift este

$$\vec{j}_E = \vec{j}_{nE} + \vec{j}_{pE} = q(n_i\mu_n + p_i\mu_p)\vec{E} = \sigma_i\vec{E}, \quad (1.43)$$

unde

$$\sigma_i = q(n_i\mu_n + p_i\mu_p) \quad (1.44)$$

reprezintă conductivitatea electrică a semiconductorului intrinsec.

Expresia (1.44) poate fi generalizată pentru cazul semiconductorilor extrinseci

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p); \quad (1.45)$$

pentru semiconductorii de tip N , avem $n_n \gg p_n$ și (1.45) devine

$$\sigma_n = qn_n\mu_n \simeq qN_D\mu_n, \quad (1.46)$$

iar pentru semiconductorii de tip P , avem $p_p \gg n_p$ și conductivitatea are expresia

$$\sigma_p = qp_p\mu_p \simeq qN_A\mu_p. \quad (1.47)$$

În cazul metalelor, conductivitatea electrică are expresia

$$\sigma = qn_0\mu_n, \quad (1.48)$$

unde n_0 reprezintă concentrația electronilor liberi.

b) Concentrația neuniformă a purtătorilor de sarcină. Ecuațiile de difuzie. În cazul în care concentrația purtătorilor de sarcină este neuniformă în volumul semiconductorului, are loc difuzia purtătorilor din regiunile cu concentrație mare spre cele cu concentrație mică; drept urmare ia naștere un curent de difuzie. Densitatea curentului de difuzie este proporțională cu gradientul de concentrație a purtătorilor.

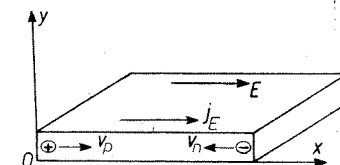
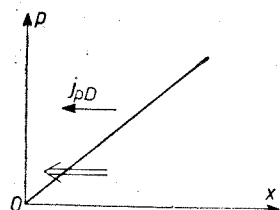


Fig. 1.17. Eșantion de semiconductor intrinsec, omogen și izotrop în cîmp electric.

Presupunem o variație liniară a concentrației golurilor într-un eșantion semiconductor după direcția x (fig. 1.18). Golurile se vor deplasa în sensul indicat pe figură, prin urmare densitatea curentului de difuzie este



$$j_{pD} = -qD_p \frac{dp}{dx}; \quad (1.49)$$

pentru o variație similară a concentrației electronilor, densitatea curentului de difuzie este

$$j_{nD} = qD_n \frac{dn}{dx} \quad (1.50)$$

Fig. 1.18. Variația liniară a concentrației golurilor, apariția curentului de difuzie.

(sarcina electronului este negativă). În ultimele două relații, D_p , D_n sînt constantele de difuzie pentru goluri, respectiv pentru electroni și se măsoară în m^2/s ; aceste mărimi se determină din relațiile lui Einstein

$$D_p = V_T \mu_p, \quad D_n = V_T \mu_n, \quad (1.51)$$

unde $V_T = kT/q$ poartă numele de *potențial termic* (la $T = 300$ K, $V_T = 0,025$ V).

Dacă, pe lângă concentrația neuniformă a purtătorilor, este prezent și un câmp electric \vec{E} , vor exista atât componentele de difuzie, cât și componentele de drift ale densității de curent; considerînd cazul tridimensional, avem

$$\vec{j}_n = \vec{j}_{nE} + \vec{j}_{nD} = qn\mu_n\vec{E} + qD_n\nabla n, \quad (1.52)$$

$$\vec{j}_p = \vec{j}_{pE} + \vec{j}_{pD} = qp\mu_p\vec{E} - qD_p\nabla p, \quad (1.53)$$

$$\vec{j}_n + \vec{j}_p = \vec{j}_{cond}, \quad (1.54)$$

unde \vec{j}_{cond} reprezintă densitatea curentului total de conducție. Trebuie subliniat că \vec{E} poate fi și un câmp intern creat prin dopare neuniformă cu impurități sau alte metode.

În cazul metalelor, datorită concentrației foarte mari de electroni liberi, neuniformitățile de concentrație dispar într-un timp foarte scurt (sutimi de ns), astfel încît nu există componente de difuzie ale densității de curent.

1.4.2. Ecuațiile de continuitate

Ecuațiile de continuitate descriu comportarea purtătorilor de sarcină în semiconductor în cazul cînd concentrațiile lor sînt funcție de coordonate și de timp; aceste ecuații exprimă principiul conservării sarcinii în condițiile cînd acționează excitarea externă (generarea), recombinarea (dispariția) și deplasarea spațială a purtătorilor. Forma generală a ecuațiilor de continuitate pentru semiconductor este

$$\partial n / \partial t = G_n - R_n + (1/q) \nabla \cdot \vec{j}_n, \quad (1.55)$$

$$\partial p / \partial t = G_p - R_p - (1/q) \nabla \cdot \vec{j}_p, \quad (1.56)$$

unde G_n , G_p sînt ratele de generare pentru electroni, respectiv goluri și reprezintă numărul de purtători generați în unitatea de timp pe unitatea de volum; R_n , R_p sînt ratele de recombinare pentru electroni, respectiv goluri și reprezintă numărul de purtători recombiți (dispăruți) în unitatea de timp, pe unitatea de volum. Mărimile G_n , G_p , R_n , R_p se măsoară în $m^{-3} \cdot s^{-1}$.

Presupunem un eșantion semiconductor aflat la echilibru termodinamic avînd concentrațiile de echilibru n_0 , p_0 . Făcînd să acționeze un factor extern, de exemplu, radiații luminoase, care generează purtători de sarcină, eșantionul este scos din echilibrul termodinamic și, cel puțin în anumite porțiuni, vor lua naștere *purtători în exces*. Dacă în urma acțiunii factorului extern concentrațiile purtătorilor devin n , p , concentrațiile purtătorilor în exces sînt $\delta n = n - n_0$, $\delta p = p - p_0$. Eșantionul semiconductor are tendința de revenire la echilibru termodinamic, astfel purtătorii în exces tind să dispară prin *recombinare*; procesele de recombinare sînt caracterizate prin timpii de viață τ_n , τ_p . La nivele mici de injecție (adică pentru $\delta n < n_0$, $\delta p < p_0$), ratele de recombinare au expresiile

$$R_n = \delta n / \tau_n, \quad R_p = \delta p / \tau_p. \quad (1.57)$$

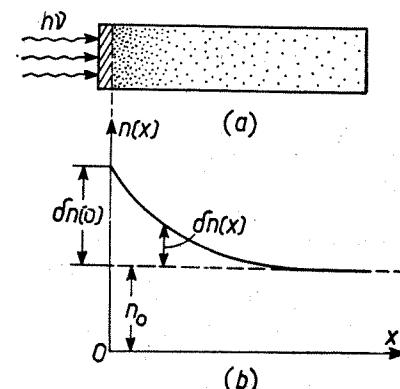
Recombinările pot fi directe (un electron din BC se recombina cu un gol din BV), pe centre de captură (impurități, defecte de rețea etc.), de suprafață. Înainte de a se recombina, purtătorii în exces pot participa la procesele de difuzie, la cele de deplasare sub acțiunea unui câmp electric etc.

Discutăm cîteva cazuri particulare.

a) *Injecție dintr-o singură parte*. Pe capătul unei bare semiconductoare avînd concentrațiile de echilibru n_0 , p_0 cade un fascicul intens de radiații (fig. 1.19, a); purtătorii generați vor difuza în volumul semiconductorului. Presupunînd că intensitatea fasciculului variază în timp și că lipsește câmpul electric ($\vec{j}_{nE} = \vec{j}_{pE} = 0$), ecuațiile de continuitate pentru cazul unidimensional au forma

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \quad (1.58)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} \quad (1.59)$$



(în volumul semiconductorului, $G_n = G_p = 0$).

Dacă intensitatea fasciculului rămîne constantă, în bara semiconductoare se stabilește un regim staționar, adică $\partial n / \partial t = 0$, $\partial p / \partial t = 0$; ultimele două relații iau forma

$$\frac{\partial^2 (n - n_0)}{\partial x^2} - \frac{n - n_0}{L_n^2} = 0, \quad (1.60)$$

$$\frac{\partial^2 (p - p_0)}{\partial x^2} - \frac{p - p_0}{L_p^2} = 0, \quad (1.61)$$

Fig. 1.19. Injecție dintr-o singură parte: a - aplicarea fasciculului de radiații; b - variația concentrației electronilor în exces cu distanța.

unde $L_n = (\tau_n D_n)^{1/2}$, $L_p = (\tau_p D_p)^{1/2}$ reprezintă lungimile de difuzie ale electronilor, respectiv, golurilor în exces. L_n reprezintă lungimea medie parcursă de electronii în exces înainte ca concentrația lor să scadă de e ori datorită recombinărilor; analog se definește lungimea de difuzie a golurilor. Variația concentrației electronilor în exces cu distanța este arătată în figura 1.19, b. În ultimele două relații s-a ținut cont de egalitățile $dn/dx = d(n - n_0)/dx$, $dp/dx = d(p - p_0)/dx$.

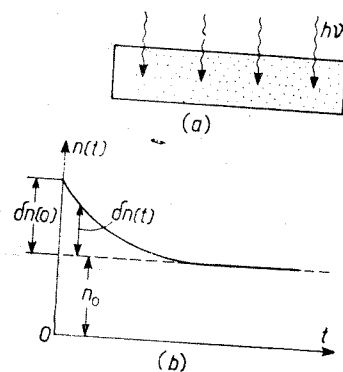


Fig. 1.20. a - Iradierea uniformă a eșantionului de către un fascicul luminos; b - variația în timp a concentrației electronilor în exces.

b) *Variația în timp a purtătorilor în exces.* Considerăm că eșantionul semiconductor având concentrațiile de echilibru n_0 , p_0 este uniform iradiat de un fascicul luminos de intensitate constantă (fig. 1.20, a); în timpul cit acționează fasciculul, ecuația de continuitate pentru electroni este

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n}, \quad (1.62)$$

iar în cazul staționar, $\partial n / \partial t = 0$ și

$$n - n_0 = \tau_n G_n = \delta n(0). \quad (1.63)$$

După întreruperea fasciculului, ecuația de continuitate devine

$$\frac{\partial(n - n_0)}{\partial t} + \frac{n - n_0}{\tau_n} = 0 \quad (1.64)$$

a cărei soluție este

$$n(t) - n_0 = \tau_n G_n e^{-t/\tau_n} = \delta n(t) = \delta n(0) \cdot e^{-t/\tau_n}. \quad (1.65)$$

Timpul de viață al purtătorilor în exces este de fapt o constantă de timp, care caracterizează comportarea globală a purtătorilor în exces. Așa cum rezultă din ultima formulă, τ_n este timpul în care concentrația purtătorilor în exces scade de e ori datorită recombinărilor. Spre deosebire de τ_n și τ_p definiți mai sus, există timpi de viață intimi ai purtătorilor, τ_{in} , τ_{ip} , care reprezintă timpi de existență a purtătorilor din momentul apariției (generării) până la dispariție prin recombinare.

Variația lui $\delta n(t)$ este arătată în figura 1.20, b. Tabelele I. 1, I. 2, I. 3 cuprind unele proprietăți și valori utile pentru materialele semiconductoare.

Structura cristalină și constanta dielectrică pentru principalele materiale semiconductoare

Grupa	Element semiconductor	Rețeaua cristalină	Constanta rețelei la $T = 300 \text{ K}$ (Å)	Constanta dielectrică (ϵ_r)
IV	C	diamant	3,56679	5,5
	Ge	diamant	5,65748	16
	Si	diamant	5,43086	11,8
	Sn	diamant	6,4892	—

(continuare tabelul I.1)

Grupa	Element semiconductor	Rețeaua cristalină	Constanta rețelei la $T = 300 \text{ K}$ (Å)	Constanta dielectrică (ϵ_r)
IV-IV	SiC	blendă	4,358	10
III-V	AlSb	blendă	6,1355	11
	BN	blendă	3,615	—
	BP	blendă	4,538	—
	GaN	wurtzit	$a = 3,186$; $c = 5,176$	—
	GaSb	blendă	6,0955	15
	GaAs	blendă	5,6534	10,9
	GaP	blendă	5,4505	10
	InSb	blendă	6,4788	17
	InAs	blendă	6,0585	14,5
	InP	blendă	5,8688	14
II-VI	CdS	blendă	5,832	—
	CdS	wurtzit	$a = 4,16$; $c = 6,756$	10
	CdSe	blendă	6,05	10
	ZnO	cubic	4,58	9
	ZnS	blendă	5,42	—
	ZnS	wurtzit	$a = 3,82$; $c = 6,26$	8
IV-VI	PbS	—	5,935	17
	PbTe	—	6,460	30

Tabelul I.2

Proprietățile celor mai uzuale materiale semiconductoare

Grupa	Element semiconductor	Mobilitatea la $T = 300 \text{ K}$ ($\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$)		Lărgimea benzii interzise (eV)		Masa efectivă m^*/m_0	
		electroni	goluri	300 K	0 K	electroni	goluri
IV	C	1 800	1 600	5,47	5,51	0,2	0,25
	Ge	3 900	1 900	0,68	0,89	1,6	0,04
	Si	1 500	600	1,12	1,16	0,97	0,16
	Sn	—	—	—	0,08	—	—
IV-IV	SiC	400	50	3	3,1	0,6	1,0
III-V	AlSb	200	420	1,63	1,75	0,3	0,4
	BN	—	—	7,5	—	—	—
	BP	—	—	6	—	—	—
	GaN	—	—	3,5	—	—	—
	GaSb	400	1 400	0,67	0,80	0,047	0,5
	GaAs	8 500	400	1,43	1,52	0,068	0,5
	GaP	110	75	2,24	2,40	0,5	0,5
	InSb	78 000	750	0,16	0,26	0,013	0,6
	InAs	33 000	460	0,33	0,46	0,02	0,41
	InP	4 600	150	1,29	1,34	0,07	0,4
II-VI	CdS	300	50	2,42	2,56	0,17	0,6
	CdSe	800	—	1,7	1,85	0,13	0,45
	ZnO	200	—	3,2	—	0,27	—
	ZnS	165	—	3,6	3,7	1,1	—
IV-VII	PbS	600	700	0,41	0,34	0,66	0,5
	PbTe	6 000	4 000	0,32	0,24	0,22	0,29

Tabelul I.3

Valori utile pentru Si și Ge la $T = 300\text{ K}$

	Si	Ge	Unitatea de măsură
N_c	$2,88 \cdot 10^{19}$	$1,02 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}
P_v	$1,08 \cdot 10^{19}$	$0,564 \cdot 10^{19}$	cm^{-3}
n_i	$1,4 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	cm^{-3}
D_n	37,5	97,5	cm^2/s
D_p	15	47,5	cm^2/s

Capitolul II

DIODE SEMICONDUCTOARE

II.1. INTRODUCERE

La suprafața de contact dintre două solide cu nivele Fermi diferite, întotdeauna se formează o barieră energetică W_b datorită difuziei purtătorilor de sarcină dintr-un mediu în altul; adesea se operează cu *potențialul de difuzie* definit ca $V_b = W_b/q$. În cazul metalelor, acest potențial se numește *potențial de contact* și este localizat pe un spațiu foarte îngust la suprafața de contact; în cazul semiconductorilor, potențialul de difuzie se întinde pe un spațiu mai larg.

Presupunem un material semiconductor în care se realizează o regiune de tip N și una de tip P prin dopare cu impurități adecvate. La suprafața de separație a celor două regiuni se formează o *joncțiune PN* caracterizată prin: lărgime, sarcină spațială, câmp electric, potențial de difuzie și capacitate electrică. Joncțiunea PN constituie elementul de bază al diodelor semiconductoră și al tranzistorilor bipolari.

Diodele semiconductoră sînt dispozitive electronice cu două terminale (borne), care au în structura lor o joncțiune PN , o regiune de tip P și una de tip N și două contacte ohmice pe care se fixează terminalele. Valoarea conductivității electrice depinde de sensul tensiunii aplicate: pentru sensul direct, care micșorează bariera energetică de echilibru, conductivitatea are o valoare ridicată; pentru sensul invers, care mărește bariera energetică de echilibru, conductivitatea are valori foarte mici.

În funcție de geometria dispozitivului, concentrația și profilul de dopare cu impurități, există o mare varietate de diode: diode de redresare și detectare, diode stabilizatoare de tensiune, diode varactor, diode tunel etc.

În cadrul acestui capitol se prezintă procesele fizice și teoria joncțiunii PN și se descriu principalele tipuri de diode semiconductoră.

II.2. JONCȚIUNEA PN

II.2.1. Procese fizice la joncțiunea PN

Considerăm un eșantion semiconductor (de obicei, monocristal) în care se realizează două regiuni distincte; una de tip P prin dopare cu impurități acceptoare și una de tip N prin dopare cu impurități donoare (fig. 2.1, a). În interiorul semiconductorului, la suprafața de separație a celor două regiuni se formează o joncțiune PN . Dacă concentrațiile N_A și N_D în cele două regiuni sînt constante, iar la suprafața de separație variază brusc, joncțiunea se numește *abruptă și ideală* (fig. 2.1, b); în practică se utilizează joncțiuni asimetrice pentru care $N_A \neq N_D$.

În regiunile P și N , la distanțe relativ mari față de suprafața de separație, concentrațiile purtătorilor mobili de sarcină sînt determinate de concentrațiile impurităților și de temperatură. Astfel, în regiunea P avem $p_p \gg n_p$ și $p_p \approx N_A$, iar în regiunea N avem $n_n \gg p_n$ și $n_n \approx N_D$; aceste concentrații sînt arătate în figura 2.1, c prin linii întrerupte.

Se observă că trecînd de la o regiune la alta, concentrațiile electronilor și golurilor variază brusc. Datorită gradientului de concentrație, purtătorii majoritari vor difuza dintr-o regiune în alta: golurile difuzează din regiunea P spre regiunea N , electronii difuzează în sens invers. Datorită acestor procese de difuzie, pe o anumită porțiune din imediata vecinătate a suprafeței de separație, de o parte și de alta a sa, condiția de neutralitate electrică nu mai este satisfăcută: în regiunea P apare o sarcină spațială negativă formată în principal din ioni acceptori imobili, iar în regiunea N apare o sarcină spațială pozitivă formată în principal din ioni donori imobili (fig. 2.1, d). Spațiul pe care se întinde sarcina spațială se numește *regiune de trecere*, a cărei lărgime totală la echilibru termodinamic este $l_0 = l_{p0} + l_{n0}$.

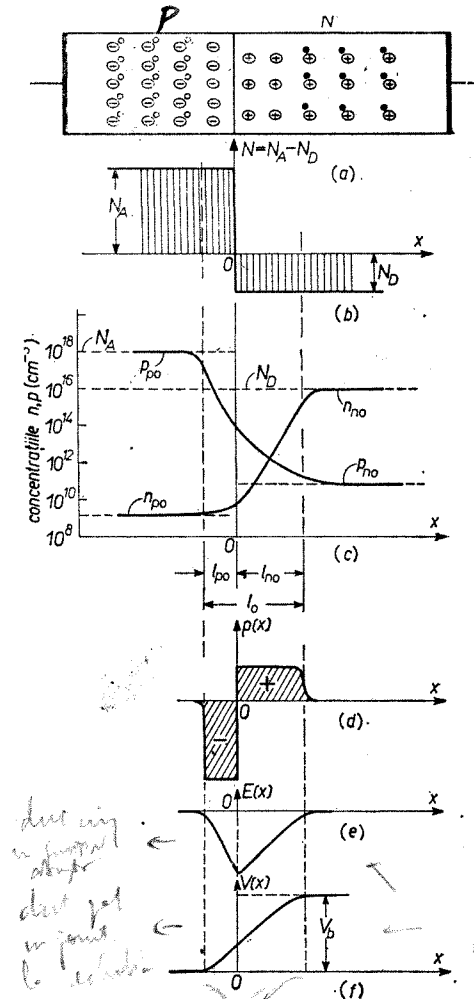


Fig. 2.1. Procese fizice la joncțiunea PN : a — doparea cristalului cu impurități acceptoare și donoare; b — variația concentrației impurităților cu distanța; c — variația concentrației golurilor și electronilor în apropierea suprafeței de separație; d — sarcina spațială în regiunea de trecere; e — variația cu distanța a intensității câmpului electric; f — potențialul de difuzie (barieră).

Prezența sarcinii spațiale dă naștere unui câmp electric \vec{E} avînd sensul de la regiunea N spre regiunea P , care se opune deplasării în continuare prin difuzie a purtătorilor majoritari dintr-o regiune în alta. Intensitatea acestui câmp variază cu distanța (fig. 2.1, e).

Existența cîmpului electric duce la apariția unui potențial V_b numit *potențial de difuzie* sau *de barieră* (fig. 2.1, f); la reprezentarea lui V_b s-a luat drept referință potențialul regiunii P . Datorită acumulării de sarcină, regiunea de trecere prezintă și o capacitate electrică.

11.2.2. Modelul benzilor energetice. Potențial de difuzie

Deși joncțiunea PN se obține prin doparea cu impurități acceptoare, respectiv donoare a unui monocristal semiconductor (fig. 2.1, a), pentru explicarea modelului benzilor energetice ne vom imagina că cele două regiuni sînt inițial separate și diferă numai prin poziția nivelului Fermi și concentrațiile purtătorilor (fig. 2.2, a); s-a aproximat că bariera energetică de la suprafața cristalului este de formă dreptunghiulară. După efectuarea contactului, în sistem se stabilește echilibrul termodinamic caracterizat prin faptul că nivelul Fermi are aceeași valoare în toate mediile ce compun sistemul (fig. 2.2, b). Stabilirea echilibrului termodinamic se face într-un timp foarte scurt în felul următor: dat fiind că $n_n \gg n_p$ și $p_p \gg p_n$, electroni din regiunea N vor trece în regiunea P , iar goluri din regiunea P vor trece în regiunea N ; ca urmare a acestor deplasări, are loc egalizarea nivelelor Fermi, $W_{FP} = W_{FN}$ și formarea barierei energetice W_b .

Trebuie precizat că în porțiunile din afara regiunii de trecere, concentrațiile purtătorilor rămîn neschimbate, deci pozițiile nivelelor Fermi față de W_v și W_c rămîn aceleași.

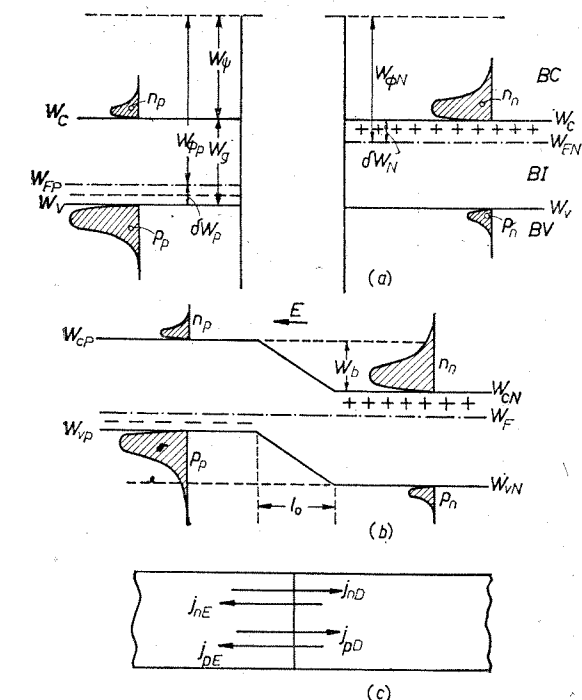


Fig. 2.2. Modelul benzilor energetice ale diodei semiconductoră:

a - eșantioane semiconductoră separate; b - modelul diodei la echilibru termodinamic; c - procesul de stabilire a echilibrului termodinamic.

În regiunea de trecere, unde raportul concentrațiilor se schimbă și este prezentă sarcina spațială, distanțele dintre nivelul Fermi și limitele benzilor BC și BV variază. Considerînd drept referință nivelul $W_{FN} = W_{FP} = W_F$,

limitele benzilor se deformează luînd astfel naștere W_b . Valoarea lui W_b poate fi determinată ca diferență dintre nivelele Fermi ale celor două regiuni de material, considerate separat:

$$W_b = W_{FN} - W_{FP} = W_g - kT \ln \frac{N_c P_v}{N_D N_A}. \quad (2.1)$$

Înlocuind pe W_g cu expresia sa din (1.32), rezultă

$$W_b = kT \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}, \quad (2.2)$$

de unde se deduce expresia potențialului de difuzie

$$V_b = \frac{W_b}{q} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} = V_T \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2}. \quad (2.3)$$

Echilibrul termodinamic nu reprezintă o stare „înghețată”. O anumită cantitate de purtători de sarcină circulă dintr-o regiune în cealaltă traversînd joncțiunea: deplasarea purtătorilor majoritari prin difuzie dă naștere curenților de difuzie \vec{j}_{nD} și \vec{j}_{pD} (fig. 2.2, c); deplasarea purtătorilor minoritari datorită cîmpului \vec{E} dă naștere curenților de drift \vec{j}_{nE} și \vec{j}_{pE} . Curenții de difuzie și cei de drift sînt egali și de sens opus, astfel curentul total prin joncțiune este zero.

Ținînd cont de relațiile $n_i^2 = n_n p_n = p_p n_p$, $n_n = N_D$, $p_p = N_A$, din expresia (2.3) se pot deduce concentrațiile purtătorilor minoritari de o parte și de alta a joncțiunii, în imediata vecinătate a suprafeței de separație

$$p_{n0} = p_{p0} e^{-V_b/V_T}, \quad (2.4)$$

$$n_{p0} = n_{n0} e^{-V_b/V_T}. \quad (2.5)$$

Indicele „0” a fost introdus pentru a arăta că relațiile respective se referă la echilibrul termodinamic.

11.2.3. Lărgimea regiunii de trecere

Considerăm o joncțiune abruptă ideală și asimetrică (fig. 2.3, a) la echilibru termodinamic; de exemplu, pentru Si avem $N_c = 2,88 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $P_v = 1,08 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, iar concentrațiile se iau $N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. O astfel de joncțiune se notează P^+N . Referindu-ne la regiunea de trecere, condiția de neutralitate electrică (1.34) nu mai este satisfăcută și pentru studiul analitic al acestei regiuni se pleacă de la ecuația lui Poisson în cazul unidimensional

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon}, \quad (2.6)$$

unde

$$\rho(x) = q[p(x) + N_D(x) - n(x) - N_A(x)] \quad (2.7)$$

reprezintă densitatea de sarcină în regiunea de trecere.

Ținând seama de expresiile lui $p(x)$ și $n(x)$, găsirea soluțiilor pentru ecuația generală (2.6) este extrem de dificilă (2.6 reprezintă o ecuație diferențială transcendentă de ordinul II). Fără a comite o eroare importantă, se neglijează aportul purtătorilor mobili; această aproximare poartă numele de *model de regiune sărăcită*. În acest caz, ecuația (2.6) se poate rezolva separat pe regiuni. Astfel, în regiunea P rezultă $\rho(x) = -qN_A$, iar în regiunea N , $\rho(x) = qN_D$ (fig. 2.3, b).

Pentru regiunea N avem

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{qN_D}{\epsilon} \quad (0 \leq x \leq l_{n0}). \quad (2.8)$$

Efectuind prima integrare, se obține expresia cîmpului electric

$$\vec{E}_n(x) = \int \frac{qN_D}{\epsilon} dx = \frac{qN_D x}{\epsilon} + C_1; \quad (2.9)$$

din condiția la limită $E(l_{n0}) = 0$, rezultă $C_1 = -qN_D l_{n0}/\epsilon$. Introducînd această valoare în (2.9), rezultă

$$\begin{aligned} E_n(x) &= -\frac{qN_D l_{n0}}{\epsilon} \left(1 - \frac{x}{l_{n0}}\right) = \\ &= E_m \left(1 - \frac{x}{l_{n0}}\right), \end{aligned} \quad (2.10)$$

unde

$$E_m = E(0) = -qN_D l_{n0}/\epsilon \quad (2.11)$$

reprezintă valoarea maximă a intensității cîmpului electric, localizată la suprafața de separație (fig. 2.3, c); în general, intensitatea cîmpului variază liniar cu distanța.

Procedînd analog pentru regiunea P ($-l_{p0} \leq x \leq 0$), se obține

$$E_p(x) = E_m \left(1 + \frac{x}{l_{p0}}\right), \quad (2.12)$$

unde

$$E_m = E(0) = -qN_A l_{p0}/\epsilon. \quad (2.13)$$

Egalînd cele două expresii ale lui E_m , rezultă relația

$$N_A l_{p0} = N_D l_{n0} \quad (2.14)$$

din care se trag două concluzii importante: 1) sarcina totală negativă din regiunea P este egală cu sarcina totală pozitivă din regiunea N ; 2) regiunea de trecere se întinde mai mult în regiunea cu concentrația de dopare mai mică.

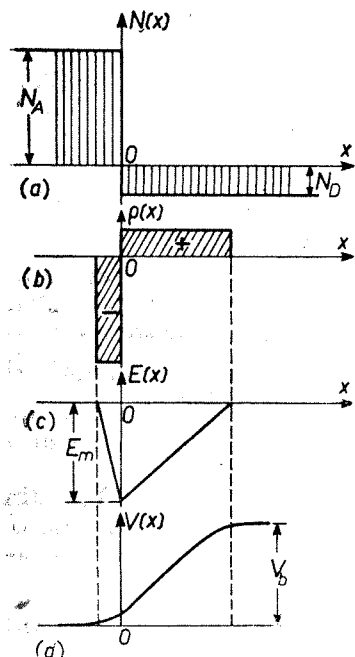


Fig. 2.3. Lărgimea regiunii de trecere:

a - joncțiunea $P+N$ abruptă ideală; b - sarcina spațială; c - variația intensității cîmpului electric cu distanța; d - potențialul de difuzie.

Potențialul de difuzie se obține în general prin integrarea expresiei cîmpului, rezultînd graficul din figura 2.3, d. În cazul idealizat din figura 2.3, cu limitele abrupte ale sarcinii spațiale, V_b este egal cu aria triunghiului format de abscisă și curba variației intensității cîmpului (fig. 2.3, c)

$$V_b = \frac{1}{2} E_m (l_{p0} + l_{n0}). \quad (2.15)$$

Înlocuind în (2.15) pe E_m cu expresia sa din (2.13) și pe l_{n0} din (2.14), rezultă

$$l_{p0} = \left[\frac{2\epsilon V_b}{qN_A(1 + N_A/N_D)} \right]^{1/2}; \quad (2.16)$$

pentru l_{n0} se obține o expresie analoagă

$$l_{n0} = \left[\frac{2\epsilon V_b}{qN_D(1 + N_D/N_A)} \right]^{1/2}; \quad (2.17)$$

lărgimea totală a regiunii de trecere la echilibru termodinamic este

$$l_0 = l_{p0} + l_{n0} = \left(\frac{2\epsilon V_b}{q} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)^{1/2}. \quad (2.18)$$

În cazul joncțiunilor puternic asimetrice, ultima relație se simplifică

$$l_0 = \left(\frac{2\epsilon V_b}{qN_x} \right)^{1/2}, \quad (2.19)$$

unde $N_x = N_D$ pentru joncțiunile P^+N ($N_A \gg N_D$) și $N_x = N_A$ pentru joncțiunile PN^+ ($N_D \gg N_A$).

Lărgimea regiunii de trecere variază în funcție de tensiunea externă aplicată pe joncțiune. Astfel, dacă în (2.18) înlocuim pe V_b cu $V_j = V_b \pm V$, unde V este tensiunea externă, rezultă

$$l = \left[\frac{2\epsilon}{b} \cdot \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} (V_b \pm V) \right]^{1/2} = l_0 \left(1 \pm \frac{V}{V_b} \right)^{1/2}. \quad (2.20)$$

În cazul polarizării inverse ($-$ pe regiunea P și $+$ pe regiunea N), are loc mărirea barierei de potențial ($V_j = V_b + V_i$) și a lărgimii de trecere $l = l_0(1 + V_i/V_b)^{1/2}$; în cazul polarizării directe ($+$ pe regiunea P și $-$ pe regiunea N), are loc micșorarea barierei de potențial ($V_j = V_b - V_a$) și a lărgimii de trecere $l = l_0(1 - V_a/V_b)^{1/2}$.

1.2.4. Capacitatea de barieră a joncțiunii PN

Variația lărgimii l în funcție de tensiunea externă produce variația sarcinii totale înmagazinate în regiunea de trecere. *Capacitatea electrică de barieră* a regiunii de trecere se definește ca raportul dintre variația sarcinii Q și variația tensiunii aplicate V în jurul unei valori fixate V_0 , $C_b = (dQ/dV)|_{V=V_0}$; deci C_b reprezintă o capacitate diferențială efectivă pentru variații mici ale lui V în jurul valorii V_0 ; tensiunea poate fi inversă sau directă.

Considerînd o joncțiune puternic asimetrică, sarcina spațială din regiunea de trecere este

$$Q = SqN_x l, \quad (2.21)$$

unde S este aria totală a joncțiunii; ținând cont de expresia lui l din (2.20), ultima relație se poate pune sub forma

$$Q = Q_0(1 \pm V/V_b)^{1/2} \quad (2.22)$$

Dacă înlocuim pe V_b cu V_j , din (2.19) se obține

$$V_j = V_b \pm V = qN_x l^2 / 2\epsilon; \quad (2.23)$$

prin urmare, capacitatea de barieră are expresia

$$C_b = \frac{d(SqN_x l)}{d(qN_x l^2 / 2\epsilon)} \Big|_{V=V_0} = \frac{S\epsilon}{l} = S \left[\frac{\epsilon q N_x}{2(V_b \pm V)} \right]^{1/2} = C_{b0} \left(1 \pm \frac{V}{V_b} \right)^{1/2}. \quad (2.24)$$

Atit Q , cit și C_b sînt funcții neliniare de tensiunea aplicată (fig. 2.4); valorile Q_0 și C_{b0} corespund cazului $V = 0$. În practică, se utilizează în special capacitățile corespunzătoare polarizărilor inverse.

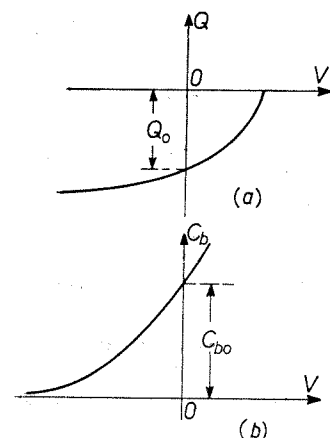


Fig. 2.4. Variația sarcinii și capacității joncțiunii în funcție de tensiunea aplicată.

1.3. POLARIZAREA JONCȚIUNII PN. ECUAȚIA DIODEI IDEALE

1.3.1. Polarizarea directă. Ecuția diodei ideale

Joncțiunea PN constituie elementul de bază al diodei semiconductoare — dispozitiv electronic cu două terminale. Proprietatea fundamentală a diodei este aceea că valoarea conductivității electrice depinde de sensul tensiunii aplicate: în cazul polarizării directe, conductivitatea are valori ridicate; în cazul polarizării inverse, conductivitatea este foarte mică.

La polarizări directe, bariera energetică pentru purtătorii majoritari se micșorează (fig. 2.5, a) devenind $W_b = qV_j$, unde $V_j = V_b - V_a$; astfel, electronii din regiunea N vor trece în regiunea P, iar golurile vor trece în sens invers. Prin joncțiune trece un curent direct format din purtători majoritari. De la sursa de polarizare directă V_a sînt injectați electroni în regiunea N și goluri în regiunea P; drept urmare, sistemul este scos din echilibru termodinamic. Concentrațiile purtătorilor minoritari variază în funcție de tensiunea aplicată; astfel relațiile (2.4) și (2.5) se generalizează

$$p_n(x) = p_{p0} e^{-(V(x) - V_a)/V_T}, \quad (2.25)$$

$$n_p(x) = n_{n0} e^{-(V(x) - V_a)/V_T}, \quad (2.26)$$

iar la limitele regiunii de trecere, aceste relații devin

$$p_n(l_n) = p_{p0} e^{-(V_b - V_a)/V_T} = p_{n0} e^{V_a/V_T}, \quad (2.27)$$

$$n_p(-l_p) = n_{n0} e^{-(V_b - V_a)/V_T} = n_{p0} e^{V_a/V_T}. \quad (2.28)$$

Variația purtătorilor de sarcină minoritari pentru cazul polarizării directe este arătată în figura 2.5, b.

Ecuția diodei ideale (ecuația Shockley) exprimă dependența dintre curentul care circulă prin diodă și tensiunea aplicată. Pentru deducerea ecuației Shockley se fac următoarele ipoteze simplificatoare: 1) joncțiunea este abruptă și ideală; 2) tensiunea aplicată se regăsește în principal la bornele regiunii de trecere, prin urmare, în afara acestei regiuni, intensitatea cîmpului este foarte mică; 3) lărgimea regiunii de trecere este foarte mică în raport cu lungimile de difuzie ale purtătorilor, astfel că în această regiune se pot neglija procesele de generare-recombinare; 4) se consideră nivele mici de injecție, adică, într-o regiune dată, concentrația purtătorilor minoritari în exces este mult mai mică decît concentrația purtătorilor majoritari; 5) lărgimile regiunilor P și N sînt mult mai mari decît lungimile de difuzie L_n , L_p , astfel încît purtătorii minoritari în exces se recombina total înainte de a ajunge la contactele ohmice.

În regim continuu (staționar), în orice secțiune a diodei, curentul este constant și reprezintă suma curentilor dați de purtătorii majoritari și cei minoritari. Referindu-ne la regiunea N, pentru cazul unidimensional avem

$$j_{nn}(x) = q \left(\mu_n n_n E_x + D_n \frac{dn_n}{dx} \right), \quad (2.29)$$

$$j_{pn}(x) = q \left(\mu_p p_n E_x - D_p \frac{dp_n}{dx} \right). \quad (2.30)$$

Dat fiind că n_n este foarte mare, iar gradientul dn_n/dx este mic, predominantă va fi componenta de drift a curentului de purtători majoritari \vec{j}_{nn} , cu toate că \vec{E} este foarte mic; avînd în vedere că $p_n \ll n_n$ și că la polarizări directe, în apropierea limitei $x = l_n$, gradientul dp_n/dx are valori relativ mari, predominantă va fi componenta de difuzie a curentului de purtători minoritari în exces \vec{j}_{pn} .

Pentru regiunea P, predominante vor fi componenta de drift a lui \vec{j}_{pp} și cea de difuzie a lui \vec{j}_{np} .

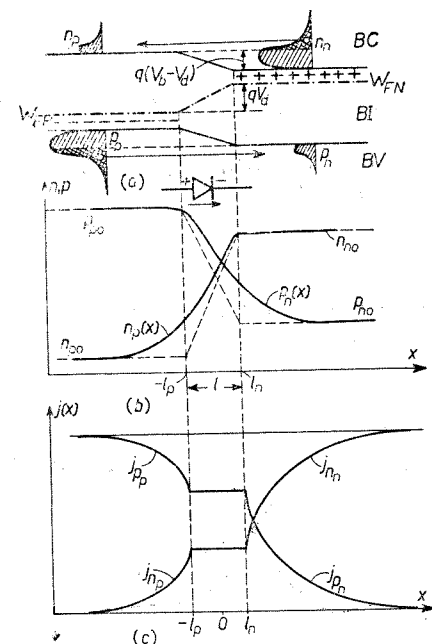


Fig. 2.5. Polarizarea directă a diodei: a — modelul benzilor energetice; b — variația concentrației purtătorilor minoritari; c — variația curentilor cu distanța.

Deoarece s-a presupus că regiunea de trecere este foarte subțire, neglijându-se procesele de recombinare, curentul datorat unui tip de purtători rămâne constant în limitele acestei regiuni (fig. 2.5, c) și se pot scrie egalitățile

$$\vec{j}_{n_n}(l_n) = \vec{j}_{n_p}(-l_p), \quad (2.31)$$

$$\vec{j}_{p_p}(-l_p) = \vec{j}_{p_n}(l_n). \quad (2.32)$$

Rezultă că pentru aflarea curentului total este suficient să se determine componentele de difuzie ale curentilor de purtători minoritari în exces. Componenta de difuzie a curentului datorat golurilor minoritare în exces din regiunea N este

$$j_{pD}(x) = -qD_p \frac{dp_n}{dx}. \quad (2.33)$$

Expresia analitică a lui $p_n(x)$ se deduce din ecuația de continuitate pentru golurile în exces în regim staționar

$$\frac{\partial^2(p_n - p_{n0})}{\partial x^2} - \frac{p_n(x) - p_{n0}}{L_p^2} = 0. \quad (2.34)$$

Soluția acestei ecuații este de forma

$$\delta p_n(x) = p_n - p_{n0} = A e^{x/L_p} + B e^{-x/L_p}. \quad (2.35)$$

Constantele de integrare se determină din condițiile la limită

$$\delta p_n(\infty) = 0, \quad \delta p_n(l_n) = p_{n0}(e^{V_d/V_T} - 1); \quad (2.36)$$

rezultă

$$\delta p_n(x) = p_{n0}(e^{V_d/V_T} - 1) e^{(l_n - x)/L_p}. \quad (2.37)$$

Pentru electronii în exces din regiunea P se obține o expresie similară

$$\delta n_p(x) = n_{p0}(e^{V_d/V_T} - 1) e^{(l_p + x)/L_n}. \quad (2.38)$$

Introducînd (2.37) în (2.33), se obține curentul de difuzie al golurilor în exces

$$j_{pD}(x) = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} (e^{V_d/V_T} - 1) e^{(l_n - x)/L_p}. \quad (2.39)$$

Curentul de difuzie al electronilor minoritari în exces din regiunea P are o expresie similară

$$j_{nD}(x) = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (e^{V_d/V_T} - 1) e^{(l_p + x)/L_n}. \quad (2.40)$$

La limitele regiunii de trecere, ultimele două relații devin

$$j_{pD}(l_n) = \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} (e^{V_d/V_T} - 1), \quad (2.41)$$

$$j_{nD}(-l_p) = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (e^{V_d/V_T} - 1). \quad (2.42)$$

Prin însumare, se obține densitatea curentului total

$$j = j_{pD}(l_n) + j_{nD}(-l_p) = \left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right) (e^{V_d/V_T} - 1) = j_s (e^{V_d/V_T} - 1), \quad (2.43)$$

relație care poartă numele de *ecuația diodei ideale* (ecuația Shockley). Dacă se ia în considerație întreaga arie a joncțiunii avem

$$I = Sj = I_s (e^{V_d/V_T} - 1), \quad (2.44)$$

unde

$$I_s = Sj_s = Sq \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \quad (2.45)$$

reprezintă curentul de saturație dat de purtătorii minoritari.

11.3.2. Polarizarea inversă a joncțiunii PN

La polarizări inverse are loc mărirea barierei energetice pentru purtătorii majoritari (fig. 2.6, a), valoarea barierei devenind $W_b = q(V_b + V_i)$. Purtătorii majoritari nu mai pot trece în regiunile opuse; în schimb, purtătorii minoritari din apropierea limitelor regiunii de trecere vor traversa această regiune sub influența cîmpului electric dînd naștere unui curent invers. Drept urmare, concentrația purtătorilor minoritari scade în apropierea limitelor regiunii de trecere, astfel luînd naștere un gradient de concentrație (fig. 2.6, b). Relațiile (2.4), (2.5) devin

$$p_n(x) = p_{p0} e^{-[V(x) + V_i]/V_T}, \quad (2.46)$$

$$n_p(x) = n_{n0} e^{-[V(x) + V_i]/V_T}, \quad (2.47)$$

iar la limitele regiunii de trecere

$$p_n(l_n) = p_{p0} e^{-V_i/V_T}, \quad (2.48)$$

$$n_p(-l_p) = n_{n0} e^{-V_i/V_T}. \quad (2.49)$$

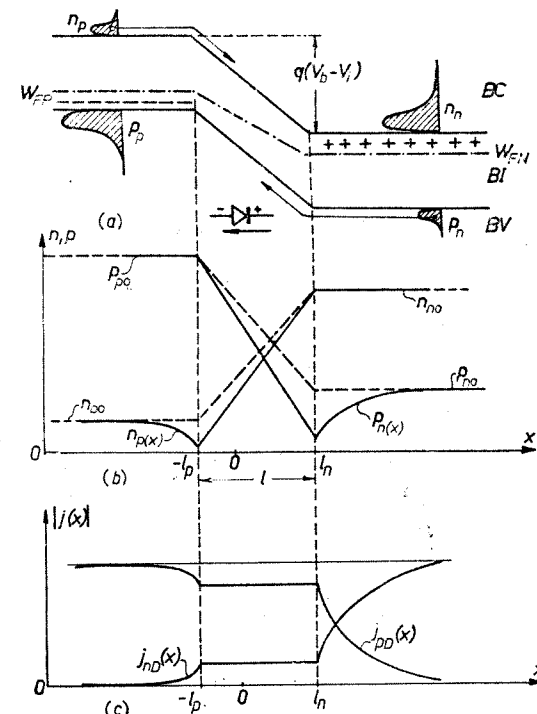


Fig. 2.6. Polarizarea inversă a diodei: a — modelul benzilor energetice; b — variația concentrației purtătorilor minoritari; c — variația curenților de difuzie cu distanța.

Referindu-ne la regiunea N , în apropierea limitei $x = l_n$ avem $p_n(x) < p_{n0}$, deci golurile vor difuza din regiunile N spre regiunea de trecere; apropiindu-se de această regiune, golurile vor fi accelerate spre regiunea P de către câmpul electric. Pentru a calcula curentul de difuzie al golurilor, trebuie determinată mărimea $\delta_1 p_n(x) = p_{n0} - p_n(x)$ care arată legea de micșorare a concentrației golurilor în apropierea regiunii de trecere. Ecuația de continuitate are forma (2.34), iar soluția este de forma (2.35). Punind în (2.35) condițiile la limită

$$\delta_1 p_n(\infty) = 0, \delta_1 p_n(l_n) = p_{n0}(1 - e^{-V_i/V_T}), \quad (2.50)$$

rezultă

$$p_{n0} - p_n(x) = \delta_1 p_n(x) = p_{n0}(1 - e^{-V_i/V_T}) e^{(l_n - x)/L_p}. \quad (2.51)$$

În mod analog, pentru electronii din regiunea P avem

$$n_{p0} - n_p(x) = \delta_1 n_p(x) = n_{p0}(1 - e^{-V_i/V_T}) e^{(l_p + x)/L_n}. \quad (2.52)$$

Curenții de difuzie în cele două regiuni au expresiile

$$j_{pD}(x) = -qD_p \frac{dp_n(x)}{dx} = -\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} (1 - e^{-V_i/V_T}) e^{(l_n - x)/L_p}, \quad (2.53)$$

$$j_{nD}(x) = qD_n \frac{dn_p(x)}{dx} = -\frac{qD_n n_{p0}}{L_n} (1 - e^{-V_i/V_T}) e^{(l_p + x)/L_n}. \quad (2.54)$$

Făcînd presupunerea că în regiunea de trecere se neglijează procesele de generare-recombinare, curentul invers total prin joncțiune este

$$j = j_{pD}(l_n) + j_{nD}(-l_p) = -\left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}\right) (1 - e^{-V_i/V_T}). \quad (2.55)$$

Totdeauna, în practică, $V_i \gg V_T$ și ultima relație devine

$$j = -\left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}\right) = -j_s. \quad (2.56)$$

Curentul invers de saturație $I_s = S j_s$ are valori mici și, în cadrul aproximațiilor făcute, nu depinde de tensiunea aplicată exceptînd valorile $V_i < 0,1$ V. În schimb este puternic influențat de temperatură; de acest lucru ne convingem din relațiile următoare. Ținînd cont că p_{n0} și n_{p0} pot fi exprimate în funcție de n_i^2 și n_n , respectiv p_p , se obține

$$I_s = S q n_i^2 \left(\frac{D_p}{L_p n_n} + \frac{D_n}{L_n p_p} \right) \quad (2.57)$$

și înlocuind pe n_i^2 cu valoarea sa din relația (1.32), rezultă

$$I_s = K_1 T^3 e^{-W_g/kT}; \quad (2.58)$$

influența cea mai puternică a temperaturii asupra lui I_s are loc prin termenul $\exp(-W_g/kT)$.

11.3.3. Caracteristica voltamperică statică

Trebuie arătat că ecuația (2.44) este valabilă atât pentru polarizări directe, cât și pentru polarizări inverse. Într-adevăr,

$$I = I_s (e^{V/V_T} - 1) = \begin{cases} I_s e^{V/V_T} & \text{pentru } V_a > 0,1 \text{ V} \\ -I_s & \text{pentru } V_i > 0,1 \text{ V} \end{cases} \quad (2.59)$$

Caracteristica voltamperică $I = f(V)$ reprezintă o exponențială în cazul polarizărilor directe și o dreaptă aproximativ paralelă cu abscisa în cazul polarizărilor inverse (fig. 2.7, *a*, linia întreruptă). În cazul tensiunilor inverse mari poate surveni străpungerea joncțiunii (vezi explicația în paragrafele următoare). Caracteristica statică experimentală (fig. 2.7, *a*, linia plină) diferă de cea teoretică atât la polarizări directe, cât și la polarizări inverse. În cazul polarizării directe, rata de creștere a curentului în funcție de tensiunea aplicată este mai mică decât prevede teoria; se datorește acest lucru în special căderii de tensiune pe rezistențele ohmice r_m ale regiunilor P și N , care au fost neglijate în cadrul teoriei Shockley. În cazul polarizării inverse, există mai multe cauze care fac ca I_s să fie mai mare decât valoarea teoretică: în regiunea de trecere au loc fenomene de generare a purtătorilor atât pe cale termică, cât și datorită câmpului electric, care pot duce rapid la străpungerea diodei; de asemenea, la creșterea lui I_s contribuie unele fenomene de suprafață și impuritățile accidentale.

Pe caracteristica statică se observă că pentru tensiuni directe sub o anumită valoare-prag V_1 , curentul este neglijabil în raport cu valorile de lucru; apoi curentul începe să crească brusc. Pentru Si, $V_1 = 0,5 \div 0,6$ V; pentru Ge, $V_1 = 0,1 \div 0,3$ V.

În utilizările practice este necesar să se cunoască rezistența diferențială r_d a diodei în regim lent variabil de semnal mic. Pentru determinarea acestei

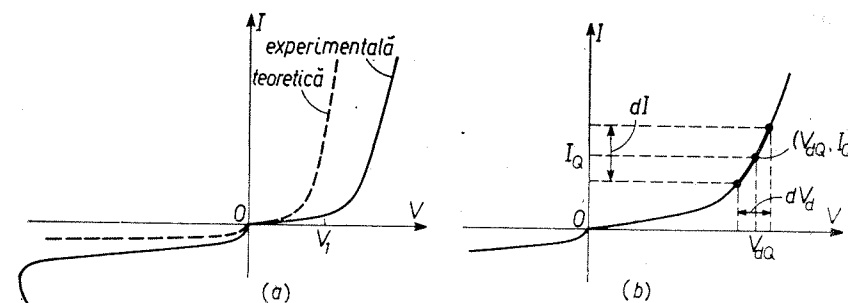


Fig. 2.7. *a* - Caracteristica voltamperică a diodei; *b* - determinarea rezistenței diferențiale.

mărimi, ne referim la figura 2.7, *b*. Considerăm punctul de pe caracteristică, de coordonate (V_{aq}, I_a) și luăm mici variații ale lui V_a în jurul valorii V_{aq} ; drept urmare, și curentul prezintă variații mici în jurul valorii I_a . Prin definiție

$$r_d = (dI/dV_a)^{-1} \Big|_{V_a=V_{aq}} = \frac{V_T}{I} \Big|_{V_a=V_{aq}}. \quad (2.60)$$

Adesea se operează cu *conductanța diferențială*, $g_a = 1/r_a$. Punctul de coordonate (V_{aQ}, I_Q) se numește *punct static de funcționare* a diodei; atît r_a , cît și g_a depind de punctul static de funcționare, adică sînt funcții de tensiunea continuă aplicată.

11.3.4. Capacitatea de difuzie a joncțiunii PN

La polarizări directe, în regiunile N și P , în vecinătatea regiunii de trecere se injectează purtători minoritari în exces; aceștia pot fi priviți ca sarcină acumulată în regiunile respective. Referindu-ne la regiunea N , sarcina acumulată datorită golurilor în exces este $Q_p = qP_N$, unde P_N reprezintă numărul total al golurilor în exces avînd expresia

$$P_N = S \int_{l_n}^{\infty} \delta p_n(x) dx, \quad (2.61)$$

unde S este aria joncțiunii, iar l_N este lărgimea regiunii N . În cadrul ipotezelor simplificatoare admise mai sus, $l_N \gg L_p$ și se poate lua limita superioară a integralei egală cu ∞ ; rezultă

$$P_N = S p_{n0} (e^{V_a/V_T} - 1) \int_{l_n}^{\infty} e^{(l_n-x)/L_p} dx = S L_p p_{n0} (e^{V_a/V_T} - 1). \quad (2.62)$$

Prin urmare

$$Q_p = q S L_p p_{n0} (e^{V_a/V_T} - 1) \quad (2.63)$$

și depinde de tensiunea directă aplicată pe diodă. Variind pe V_a în jurul unei valori fixate inițial V_{aQ} , are loc variația sarcinii acumulate (fig. 2.8), fapt echivalent cu prezența unei capacități, numită de *difuzie*.

Capacitatea de difuzie datorată golurilor în exces se definește prin relația

$$C_{dp} = \left. \frac{dQ_p}{dV_a} \right|_{V_a=V_{aQ}} = \frac{q S L_p p_{n0}}{V_T} (e^{V_a/V_T} - 1) \Big|_{V_a=V_{aQ}} = \frac{\tau_p I_{sp}}{V_T} (e^{V_a/V_T} - 1) \Big|_{V_a=V_{aQ}} \quad (2.64)$$

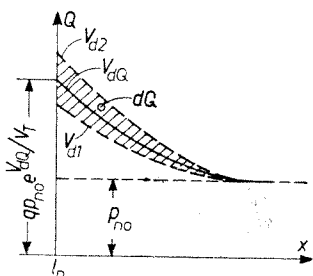


Fig. 2.8. Definirea capacității de difuzie.

și are semnificația unei capacități diferențiale efective.

În mod analog, se determină capacitatea de difuzie datorată electronilor în exces din regiunea P ; se obține

$$C_{dn} = \frac{q S L_n n_{p0}}{V_T} (e^{V_a/V_T} - 1) \Big|_{V_a=V_{aQ}} = \frac{\tau_n I_{sn}}{V_T} (e^{V_a/V_T} - 1) \Big|_{V_a=V_{aQ}} \quad (2.65)$$

Capacitatea de difuzie totală este

$$C_d = C_{dp} + C_{dn} = \frac{\tau_p I_{sp} + \tau_n I_{sn}}{V_T} (e^{V_a/V_T} - 1) \Big|_{V_a=V_{aQ}} \quad (2.66)$$

Dacă timpii de viață ai golurilor și electronilor sînt egali între ei, $\tau_p = \tau_n = \tau$, atunci

$$C_d = \frac{\tau I}{V_T} \Big|_{V_a=V_{aQ}} = \tau g_a \Big|_{V_a=V_{aQ}} \quad (2.67)$$

Capacitatea de difuzie depinde nelinier de tensiunea continuă aplicată pe diodă. Capacitatea totală a joncțiunii la polarizări directe este dată de suma capacităților de barieră și de difuzie

$$C = C_b + C_d. \quad (2.68)$$

La polarizări inverse este prezentă numai capacitatea C_b .

11.4. TIPURI DE DIODE

11.4.1. Joncțiuni PN gradate

Dacă concentrațiile impurităților în apropierea suprafeței de separație prezintă o variație liniară (fig. 2.9, a), joncțiunea se numește *gradată*. Legea de variație a concentrației impurităților este

$$N_A - N_D = ax, \quad (2.69)$$

unde a reprezintă gradientul concentrației impurităților exprimat în cm^{-4} . Considerînd modelul de regiune sărăcită, densitatea sarcinii spațiale în regiunea de trecere este (fig. 2.9, b)

$$\rho(x) = \begin{cases} qax & -l_p \leq x \leq l_n, \\ 0 & x < -l_p, x > l_n. \end{cases} \quad (2.70)$$

Dat fiind că a este constant, sarcina spațială se întinde în mod egal în ambele regiuni, $l_{p0} = l_{n0}$. Pentru deducerea expresiilor cîmpului, potențialului de difuzie, lărgimii și capacității de barieră a regiunii de trecere se pleacă de la ecuația Poisson care are forma (cazul unidimensional)

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{qax}{\epsilon}. \quad (2.71)$$

Prin integrare se obține expresia cîmpului electric

$$E(x) = \frac{qax^2}{2\epsilon} + C_1. \quad (2.72)$$

Punînd condiția la limită $E(l_{n0}) = E(-l_{p0}) = 0$, rezultă $C_1 = -qal_{n0}^2/2\epsilon$, deci

$$E(x) = E_m (1 - x^2/l_{n0}^2), \quad (2.73)$$

unde $E_m = E(0) = -qal_{n0}^2/2\epsilon$ reprezintă valoarea maximă a cîmpului localizată la suprafața de separație (fig. 2.9, c). Se observă că, în cazul joncțiunii gradate, intensitatea cîmpului variază pătratic cu distanța.

Integrînd relația (2.73), se obține expresia potențialului de difuzie

$$V(x) = -E_m x + E_m x^3/3l_{n0}^2 + C_2. \quad (2.74)$$

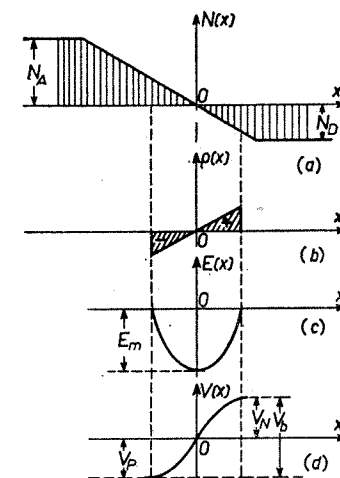


Fig. 2.9. Joncțiune PN gradată: a - concentrația impurităților; b - sarcina spațială; c - variația intensității cîmpului; d - potențial de difuzie.

Luind drept referință pentru potențial valoarea corespunzătoare lui $x = 0$, rezultă $C_2 = 0$, deci

$$V(x) = -E_m(x - x^3/3l_{n0}^2). \quad (2.75)$$

Observind că

$$V(l_{n0}) = V_N = qal_{n0}^3/3\epsilon, \quad V(-l_{p0}) = V_P = -qal_{n0}^3/3\epsilon, \quad (2.76)$$

potențialul de difuzie reprezintă diferența lor (fig. 2.9, d)

$$V_b = V_N - V_P = 2qal_{n0}^3/3\epsilon. \quad (2.77)$$

Din ultima relație, se scoate expresia lărgimii regiunii de trecere

$$l_{n0} = l_{p0} = \left(\frac{3\epsilon V_b}{2aq}\right)^{1/3}, \quad l_0 = 2l_{n0} = 2\left(\frac{3\epsilon V_b}{2aq}\right)^{1/3}, \quad (2.78)$$

deci l_0 este proporțional cu rădăcina cubică din V_b . Aplicind o tensiune externă V , avem $V_j = V_b \pm V$, iar lărgimea regiunii de trecere devine

$$l = 2\left(\frac{3\epsilon V}{2aq}\right)^{1/3} = l_0\left(1 \pm \frac{V}{V_b}\right)^{1/3}. \quad (2.79)$$

Sarcina spațială înmagazinată în regiunea de trecere este (fig. 2.9, b)

$$Q = Sqal^2/8, \quad (2.80)$$

unde S este aria joncțiunii. Scoatem $(V_b \pm V)$ din (2.79) și scriem expresia capacității de barieră

$$C_b = \frac{dQ}{dV} \Big|_{V=V_0} = \frac{S\epsilon}{l} = S\left(\frac{\epsilon^2 a q}{12}\right)^{1/3} (V_b \pm V)^{-1/3} \Big|_{V=V_0} = C_{b0}\left(1 \pm \frac{V}{V_b}\right)^{-1/3}. \quad (2.81)$$

În general, capacitatea de barieră a joncțiunii gradate este mai mică decât a joncțiunilor abrupte; din această cauză, diodele cu joncțiuni gradate se utilizează în special la frecvențe înalte. Capacitatea C_b este o funcție neliniară de tensiunea externă aplicată pe diodă.

11.4.2. Joncțiuni PIN

Joncțiunea PIN este formată din trei regiuni (fig. 2.10, a); regiunile P și N sînt separate printr-un strat intrinsec, I. În realitate, regiunea intrinsecă I conține în procentaje foarte mici, fie impurități acceptoare (regiune π), fie impurități donoare (regiune ν).

Presupunem că lărgimea regiunii I este foarte mică în raport cu L_p, L_n și se pot neglija procesele de recombinare. În această aproximare, variațiile mărimilor $\rho(x), E(x), V(x)$ sînt arătate în figura 2.10, b, c, d, e; prin urmare, joncțiunea PIN poate fi asimilată cu o joncțiune PN clasică la care regiunea de trecere este mai largă. Datorită faptului că concentrația impurităților

în regiunea intrinsecă este foarte mică, o bună parte din potențialul de difuzie cade pe această regiune. Întrucît în regiunea I nu se acumulează sarcini electrice, se poate admite că sarcina spațială este localizată la marginile regiunilor P și N (fig. 2.10, c) și capacitatea joncțiunii PIN este

$$C_b \simeq \frac{S\epsilon}{w}. \quad (2.82)$$

O particularitate deosebită a acestei joncțiuni este faptul că capacitatea regiunii de trecere rămîne aproximativ constantă atunci cînd tensiunea inversă variază în limite largi; sarcina spațială este fixată la limitele regiunilor P și N, iar lărgimea regiunii de trecere rămîne aproximativ constantă și egală cu w . La polarizări inverse, dioda are o rezistență foarte mare, prin urmare, condensatorul echivalent are un factor de pierdere mic; de asemenea, joncțiunile PIN pot funcționa la tensiuni inverse foarte mari fără pericol de străpungere. Considerăm o diodă PIN din Si avînd $w = 50 \mu\text{m}$; avînd în vedere că pentru Si intrinsec cîmpul de străpungere este $E_{ms} \simeq 2 \cdot 10^5 \text{ V/cm}$, potențialul de străpungere inversă este $V_s = wE_{ms} = 1000 \text{ V}$. În cazul polarizărilor directe, prin joncțiune trece un curent direct avînd expresia

$$I = I_s(e^{V_a/mV_T} - 1), \quad (2.83)$$

unde $m = 1$ pentru $w \ll L_p, L_n$ și pot fi neglijate procesele de recombinare, $m = 2$ pentru $w \simeq L_p, L_n$ și procesele de recombinare joacă un rol important. Diodele cu joncțiuni PIN se utilizează în domeniul microundelor ca modulator de amplitudine și comutator de canale.

11.4.3. Diode varactor

Avînd în vedere că capacitatea joncțiunii PN (sau a contactului metal-semiconductor, MS) poate fi variată cu ajutorul tensiunii externe, dioda poate fi asimilată cu un condensator variabil. Pentru a micșora factorul de pierdere, este necesar ca rezistența paralelă să fie foarte mică, adică totdeauna dioda trebuie să fie polarizată invers.

Diodele varactor (*variable reactor*) au o construcție particulară urmărindu-se obținerea unor capacități relativ mari și cu pierderi foarte mici.

Relațiile deduse în paragraful 11.3 pot fi generalizate pentru diferite profile de dopare; astfel, ecuația lui Poisson pentru regiunea de trecere poate fi pusă sub forma generală

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{qN}{\epsilon}, \quad (2.84)$$

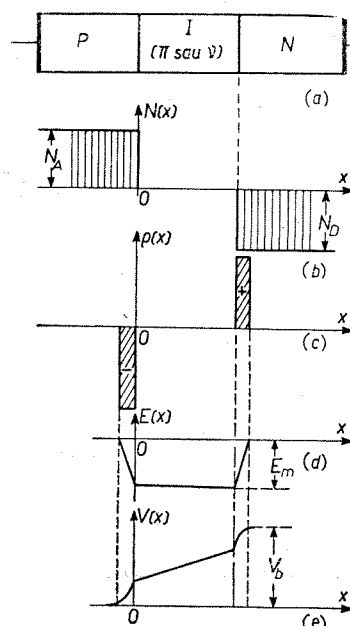


Fig. 2.10. Joncțiune PIN:

a - structură fizică; b - variația concentrației impurităților; c - sarcina spațială; d - variația intensității cîmpului electric; e - potențialul de difuzie.

unde, pentru o joncțiune puternic asimetrică, N are expresia

$$N = Bx^m. \quad (2.85)$$

Făcând $m = 0$, se obține joncțiunea abruptă, ideală și asimetrică (fig. 2.11, a); pentru $m = 1$ se obține o variație liniară a concentrației impurităților în regiunea N ; pentru $m < 0$ se obțin joncțiuni hiperabrupte.

Integrând ecuația (2.84) cu condițiile la limită $V(0) = 0$, $V(l_n) = V_b + V_i$ (în cazul polarizării inverse), se obține

$$l_n = \left[\frac{\varepsilon(m+2)(V_b + V_i)}{qB} \right]^{1/(m+2)}, \quad (2.86)$$

iar capacitatea de barieră are expresia

$$C = \left[\frac{qB\varepsilon^{m+1}}{(m+2)(V_b + V_i)} \right]^{1/(m+2)} = A_0(V_b + V_i)^{-1/(m+2)}, \quad (2.87)$$

unde A_0 este o constantă a diodei.

Un caz important este cel al joncțiunii hiperabrupte cu $m = -3/2$; dacă

Fig. 2.11. Dioda varactor:
a — variația concentrației impurităților pentru
diferiți m ; b — circuitul echivalent.

o astfel de diodă varactor este utilizată pentru acordul unui circuit oscilant, atunci frecvența de rezonanță a circuitului variază liniar cu tensiunea de polarizare inversă

$$f = \frac{K_1}{C^{1/2}} = K_2(V_b + V_i), \quad (2.88)$$

unde K_1 și K_2 sînt constante. În figura 2.11, b se arată modul de polarizare a diodei și condensatorul echivalent. Pentru fabricarea diodelor varactor se utilizează Si, Ge, GaAs.

II.4.4. Fotodiode

Fotodiode constă în esență dintr-o joncțiune polarizată invers în care curentul de saturație (invers) este modulat de către purtătorii în exces (perechi electron-gol) generați prin absorbția unei radiații luminoase. Purtătorii în exces pot lua naștere în regiunea de trecere sau în imediata apropiere a acestei regiuni și apoi difuzează spre ea. După tipul joncțiunii și valoarea tensiunii de polarizare există mai multe tipuri de fotodiode: PN, PIN, MS, cu avalanșă etc.

Ne oprim asupra fotodiodei cu joncțiune PN a cărei construcție este arătată în figura 2.12, a; de obicei, regiunea P este mai subțire și se expune radiațiilor pentru ca acestea să poată pătrunde pînă în apropierea regiunii de trecere. Modelul benzilor energetice este arătat în figura 2.12, b. În absența radiației ($\Phi = 0$), prin diodă trece curentul invers de saturație I_{s0} dat de purtătorii minoritari generați termic; acest curent se numește *curent de întineric*. Făcînd să cadă fluxul luminos sînt generați purtători în exces; sub influența cîmpului din regiunea de trecere, electronii trec în regiunea N, iar golurile se deplasează în regiunea P ducînd astfel la creșterea curentului

invers. Exceptînd cazul cînd tensiunea inversă V_i este foarte mare, — apropiată de tensiunea de străpungere, — fotocurentul nu depinde de tensiunea aplicată (fig. 2.12, c). Dacă purtătorii în exces nu se recombină total înainte de a ajunge la contactele ohmice, caracteristicile voltamperice își schimbă forma (dioda funcționează în regim de celulă fotovoltaică).

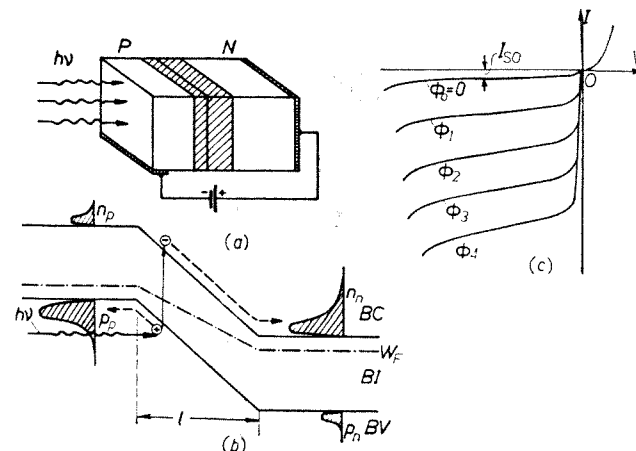


Fig. 2.12. Fotodiode:
a — construcție; b — modelul benzilor energetice; c — caracteristici voltamperice.

În cazul unei fotodiode cu joncțiune PIN, generarea purtătorilor în exces are loc, în principal, în regiunea intrinsecă.

Fotodiodele cu joncțiuni fac parte din categoria fotodetectorilor, — dispozitive utilizate la măsurarea și înregistrarea radiațiilor luminoase.

Principalii parametri ce caracterizează fotodiodele sînt: caracteristica spectrală, coeficientul de absorbție α , puterea furnizată la ieșire, semnalul luminos minim sesizat, timp de răspuns.

Constructiv, fotodiodele sînt prevăzute cu o lentilă pentru focalizarea fasciculului luminos.

II.4.5. Diode tunel (Esaki)

Dioda tunel (DT) este un dispozitiv semiconductor cu două terminale, a cărui funcționare se bazează în principal pe efectul de tunelare. Acest efect constă în traversarea (penetrarea) unei bariere energetice de către electroni a căror energie totală este mai mică decît înălțimea barierei; este necesar ca lărgimea barierei să fie foarte mică, $x_0 = 50 \div 100 \text{ \AA}$.

În cazul DT cu joncțiuni PN se utilizează efectul tunel *interbenzi* (*interzonal*), care are loc numai atunci cînd W_c din regiunea N este situat energetic mai jos decît W_v din regiunea P ($W_{cN} < W_{vP}$). Această condiție, numită de „suprapunere a benzilor”, poate surveni și într-o joncțiune PN obișnuită cînd se aplică tensiuni de polarizare inversă suficient de mari (fig. 2.6, a). La dioda tunel, realizată prima dată de Esaki în 1958, suprapunerea benzilor are loc chiar la echilibrul termodinamic și la tensiuni directe nu prea mari. Această situație impune ca nivelele Fermi să fie situate în interiorul benzilor permise: W_{FN} este situat în BC, iar W_{FP} este situat

în *BV*. Materialul în care nivelul Fermi se află în *BC* sau *BV* se numește *degenerat*; din punct de vedere electric, astfel de materiale au un caracter metalic.

Pentru a obține materiale degenerate, este necesar ca semiconductorul să fie puternic dopat cu atomi de impurități donoare sau acceptoare; dacă

se ia $N_D > N_c$ și $N_A > P_v$, atunci pentru nivelele Fermi se pot scrie expresiile aproximative

$$W_{FN} = W_c + kT \ln(N_D/N_c), \quad (2.89)$$

$$W_{FP} = W_v - kT \ln(N_A/P_v). \quad (2.90)$$

Pentru explicarea procesului de tunelare cuantică care are un caracter probabilistic, se asociază electronilor funcția de undă de Broglie $\psi(\vec{r}, t)$ și se studiază mișcarea unui fascicul de electroni în prezența barierei energetice de înălțime finită și lărgime foarte mică [1].

Funcționarea diodei tunel și forma caracteristicii statice pot fi explicate utilizându-se modelul zonal simplificat (fig. 2.13). Juncțiunea *PN* este constituită din semiconductori degenerați; drept urmare, la echilibru termodinamic are loc suprapunerea benzilor (fig. 2.13, *a*), porțiunile hașurate *A* și *C* reprezintă concentrațiile electronilor din *BC* și *BV*, iar curbele punctate reprezintă densitățile de stări în cele două benzi. Înălțimea barierei energetice este W_g , iar lărgimea

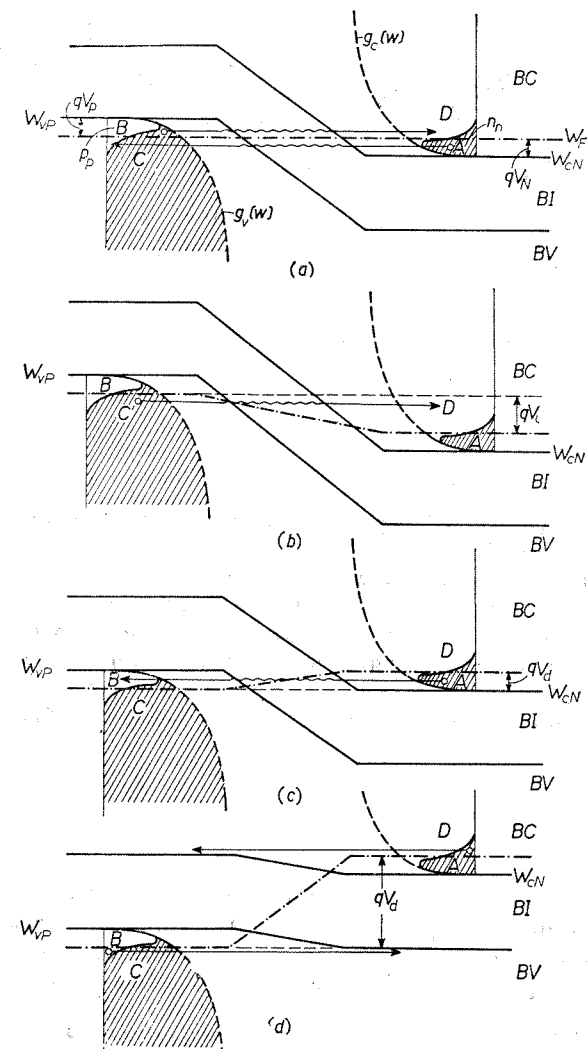


Fig. 2.13. Dioda tunel:

a - modelul benzilor energetice la echilibru termodinamic; *b* - polarizare inversă; *c* - polarizare directă, tensiuni mici; *d* - polarizare directă, tensiuni mari.

ei este egală cu lărgimea regiunii de trecere l_0 (fig. 2.14, *a*). Există o probabilitate D_t ca electroni avînd energii $W < W_g$ să traverseze bariera energetică și să se regăsească de cealaltă parte a barierei la același nivel energetic; D_t este cu atît mai mare cu cît l_0 și W_g sînt mai mici. Dat

fiind că o anumită stare nu poate fi ocupată decît de un singur electron, este clar că vor putea tunela bariera energetică numai acei electroni care vor găsi în partea opusă stări permise neocupate, de energie egală cu cea a stărilor de pe care au plecat.

În cazul figurii 2.13, *a*, electroni din *A* vor putea tunela bariera energetică localizată în regiunea de trecere numai dacă vor găsi în *B* stări neocupate

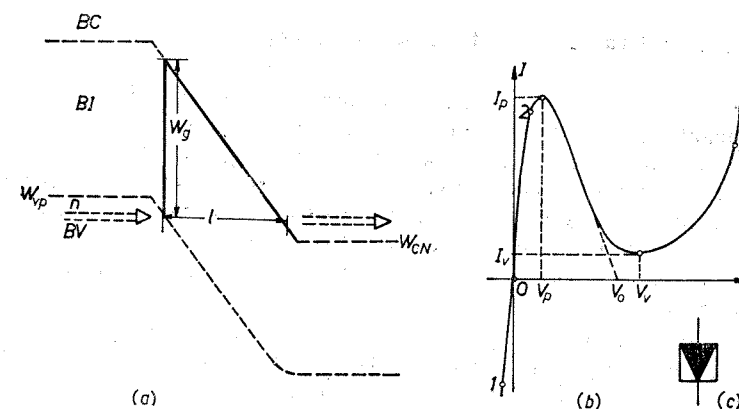


Fig. 2.14. Dioda tunel:

a - înălțimea barierei energetice; *b* - caracteristica voltamperică statică; *c* - simbolul de reprezentare.

de aceeași energie; la fel, electroni din *C* vor tunela în *D* numai dacă vor găsi aici stări neocupate, de aceeași energie. La echilibru termodinamic, probabilitățile de tunelare $A \rightarrow B$ și $C \rightarrow D$ sînt egale și curentul total prin joncțiune este zero; se obține punctul 0 de pe caracteristica voltamperică statică (fig. 2.14, *b*).

Prin aplicarea unei tensiuni inverse de polarizare, se accentuează procesul de suprapunere a benzilor (fig. 2.13, *b*) și se creează astfel condiții mai favorabile pentru tunelările $C \rightarrow D$; prin joncțiune circulă un curent tunel invers care crește foarte repede cu tensiunea (punctul 1 de pe caracteristica voltamperică). Aplicăm o tensiune directă de aproximativ 0,1 V (fig. 2.13, *c*). Avînd în vedere că bariera energetică este mai mare decît la joncțiunile clasice formate din semiconductori nedegenerați, curentul de difuzie este neglijabil. În schimb, se creează condiții favorabile pentru tunelările $A \rightarrow B$ și prin diodă trece un curent tunel direct apreciabil (punctul 2 de pe caracteristica voltamperică). Crescînd în continuare tensiunea directă, se înlătură treptat suprapunerea benzilor și curentul tunel scade; la tensiuni $V_d \approx 0,5 \div 0,6$ V, curentul tunel devine zero. În cazul unor tensiuni directe suficient de mari, bariera energetică se micșorează făcînd posibilă difuzia electronilor din regiunea *N* în regiunea *P* și a golurilor în sens invers (fig. 2.13, *d*). Apare astfel un curent de difuzie similar cu cel de la diodele clasice (punctul 3 de pe caracteristica voltamperică).

În felul acesta, caracteristica voltamperică directă a diodei tunel are trei porțiuni distincte: 1) porțiunea ascendentă de curent tunel cuprinsă între 0 și punctul de vîrf avînd coordonatele (V_p, I_p); 2) porțiunea căzătoare de curent tunel cuprinsă între punctul de vîrf (V_p, I_p) și punctul de

vale (V_v , I_v); pe această porțiune, dioda tunel prezintă o rezistență diferențială negativă; 3) porțiunea ascendentă de curent de difuzie.

Materialele cele mai folosite pentru fabricarea DT sînt: Si, Ge, GaAs. Simbolul de reprezentare al DT este arătat în figura 2.14, c. Un studiu detaliat al diodelor tunel este dat în lucrarea [1].

II.4.6. Diode stabilizatoare de tensiune (Zener)

Diodele de referință (stabilizatoare) sînt constituite din joncțiuni PN la care concentrațiile impurităților în regiunile N și P care formează joncțiunea sînt mai mari decît la dioda clasică; totuși, $N_D \approx N_C$ și $N_A \approx P_v$. Atunci cînd se aplică tensiuni inverse mari, are loc străpungerea electrică a joncțiunii, proces caracterizat printr-o creștere bruscă a curentului invers. La procesul de străpungere a joncțiunii concurează trei mecanisme: instabilitatea termică, efectul tunel interbenzi și multiplicarea în avalanșă a purtătorilor minoritari.

1) Instabilitatea termică poate cauza străpungerea joncțiunii atunci cînd tensiunea inversă V_i este mare, iar temperatura joncțiunii și a mediului ambiant este ridicată. În aceste condiții, creșterea lui I_s produce creșterea temperaturii T ; creșterea lui T duce la creșterea lui I_s etc., procesul avînd un caracter cumulativ. La temperaturi normale ($T \approx 300$ K), aportul temperaturii la străpungerea joncțiunii poate fi neglijat.

2) Aplicînd tensiuni inverse mari pe o joncțiune PN formată din semiconductori nedegenerați, poate avea loc suprapunerea benzilor (fig. 2.15, a);

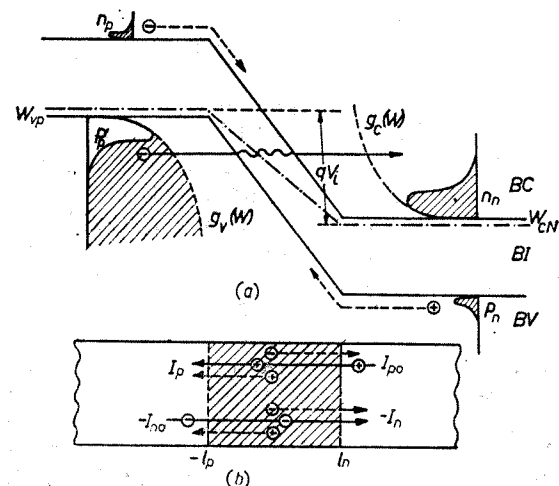


Fig. 2.15. Dioda Zener (stabilizatoare): a - suprapunerea benzilor energetice-efect tunel; b - multiplicarea în avalanșă prin ionizare de impact.

multiplicarea în avalanșă. La tensiuni mari, în limitele regiunii de trecere există un câmp electric intens și purtătorii minoritari acumulează energii foarte mari pe parcursul drumului liber mijlociu; în urma ciocnirilor cu atomii

electroni din BV a regiunii P vor trece în BC a regiunii N prin efect tunel. Efectul tunel care are loc în structuri la care străpungerea benzilor se obține în urma aplicării unor tensiuni inverse mari este numit adesea *efect Zener*. Întrucît prima explicație acceptată cu privire la străpungerea joncțiunii PN se bazează pe efectul Zener, diodele stabilizatoare sînt numite de obicei diode Zener, deși ulterior s-a constatat că rolul principal în procesul de străpungere este jucat de multiplicarea în avalanșă.

3) Contribuția cea mai importantă la străpungerea electrică a joncțiunii o are

(ionizare de impact), purtătorii minoritari generează perechi electron-gol (fig. 2.15, b), care la rîndul lor pot produce noi ionizări etc. Cînd sînt satisfăcute anumite condiții cu privire la valoarea câmpului electric și a lărgimii regiunii de trecere, este posibilă o multiplicare în avalanșă a curentului invers. Acest fapt echivalează cu străpungerea electrică a joncțiunii; trebuie

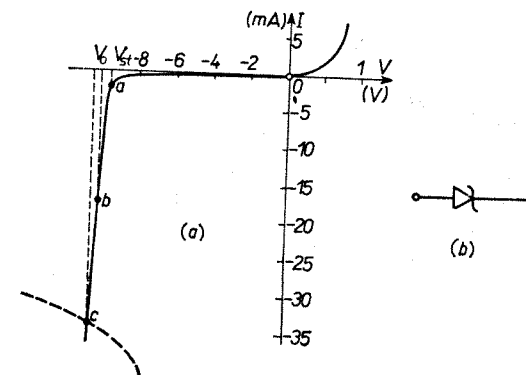


Fig. 2.16. Dioda Zener: a - caracteristica voltamperică statică; b - simbolul de reprezentare.

precizat că străpungerea electrică care nu este însoțită de alte fenomene (în special termice) constituie un proces *reversibil* și nu duce la distrugerea joncțiunii. Curenții de electroni și goluri I_{n0} și I_{p0} sînt multiplicați prin coeficienții de multiplicare M_n și M_p , deci $I_n = M_n I_{n0}$, $I_p = M_p I_{p0}$.

Caracteristica voltamperică statică a diodei Zener este arătată în figura 2.16, a. Curentul invers este neglijabil pentru tensiuni inverse mai mici de V_{st} (tensiune de străpungere); după ce survine străpungerea, curentul invers prezintă o creștere rapidă. Porțiunea de lucru de pe caracteristica voltamperică este cuprinsă între punctele a și c; pe această porțiune, variații mari ale curentului sînt însoțite de variații mici ale tensiunii. Tensiunea de stabilizare specificată în catalog corespunde punctului b. În regimul normal de funcționare, curentul nu trebuie să depășească punctul c, situat pe hiperbola de dispariție maximă; pentru limitarea curentului, totdeauna în circuitul diodei se conectează un rezistor de protecție R_{pr} , care participă efectiv și la procesul de stabilizare a unei tensiuni continue. Calitatea stabilizării depinde în mod esențial de rezistența diferențială pe porțiunea de străpungere, $r_i = dV/dI$.

La construcția diodelor Zener se utilizează în special Si la care străpungerea electrică nu degenerază în străpungere termică.

Simbolul de reprezentare al diodei Zener este arătat în figura 2.16, b.

Contacte ohmice. Bariera energetică care se formează la contactul metal-semiconductor (MS) se numește *barieră Schottky*. Procesele din regiunea de

trecere și valoarea potențialului de difuzie ce ia naștere la contactul MS sînt determinate în principal de doi factori: 1) diferența dintre funcțiile de lucru ale metalului și semiconductorului; 2) existența stărilor (defectelor) de suprafață la interfața MS. Ca urmare a discontinuității rețelei cristaline, la suprafața de separație se formează defecte (capcane, vacanțe) care influențează timpii de viață, constantele de difuzie și concentrațiile purtătorilor.

Contactul ohmic se definește ca un contact care nu modifică rezistența (impedanța) structurii la care este aplicat și nu produce variații importante ale concentrațiilor purtătorilor de echilibru în interiorul semiconductorului, astfel încît să modifice caracteristicile dispozitivului. Prin urmare, contactul ohmic trebuie să aibă o caracteristică voltamperică liniară și simetrică (variabilă legea lui Ohm); el se caracterizează prin aceea că nu formează o barieră energetică și nu injectează purtători în exces.

Teoretic, contacte MS fără proprietăți de redresare se pot realiza în două cazuri: contact MS_N cu $W_{\Phi M} < W_{\Phi S}$ și contact MS_P cu $W_{\Phi M} > W_{\Phi S}$. În aceste cazuri, la suprafața de separație nu se formează o barieră energetică pentru purtătorii majoritari.

Termistori. Termistorul este un rezistor confecționat din material semiconductor a cărui rezistență electrică variază rapid cu temperatura; aceste dispozitive se utilizează pentru măsurarea temperaturii, radiației și conductivității termice și în controlul industrial. În figura 2.17, *a* sînt arătate două construcții de termistor: sub formă de bară și sub formă de disc. Caracteristica voltamperică statică este arătată în figura 2.17, *b*. La curenți mici, puterea disipată este încă insuficientă pentru a încălzi termistorul și caracteristica voltamperică urmează legea lui Ohm. Cînd curentul ia valori mai mari, puterea disipată crește și temperatura termistorului ia valori suficient de

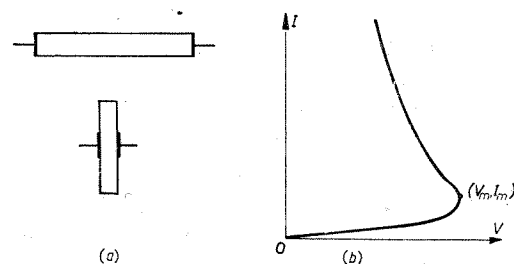


Fig. 2.17. Termistorul:

a — exemple de construcții; *b* — caracteristica voltamperică statică.

ridicate pentru a cauza micșorarea rezistenței; drept urmare, se mărește rata de creștere a curentului față de cazul cînd rezistența ar rămîne constantă. La o anumită valoare I_m , tensiunea atinge valoarea maximă V_m ; după acest punct, creșterea curentului este însoțită de micșorarea tensiunii și termistorul prezintă o rezistență diferențială negativă.

Capitolul III

TRANZISTORI BIPOLARI

III.1. INTRODUCERE

În general, prin tranzistor (denumirea rezultă din contracția a două cuvinte englezești, *transfer resistor*) se înțelege un dispozitiv semiconductor cu trei terminale (borne), capabil să producă o amplificare liniară a semnalelor electrice.

Există o mare varietate de tranzistori care diferă prin construcție, principiu de funcționare, caracteristici și parametri. De obicei, tranzistorii se împart în două mari categorii: 1) *tranzistori bipolari*, la funcționarea cărora iau parte concomitent ambele tipuri de purtători, electroni și goluri; 2) *tranzistori unipolari*, la funcționarea cărora participă un singur tip de purtători. Primul tranzistor, realizat de J. Bardeen și W. Brattain în 1948 era un tranzistor bipolar cu contacte punctiforme; în anul 1949, W. Shockley propune tranzistorul cu joncțiuni plane, elaborînd și teoria respectivă.

Tranzistorul bipolar este constituit din două joncțiuni *PN* plane conectate în serie, formînd fie o structură *PNP*, fie o structură *NPN*; cele trei regiuni ale structurii poartă denumirea de: emitor, bază, colector. În regimul normal de funcționare, joncțiunea emitor-bază este polarizată direct, iar joncțiunea colector-bază este polarizată invers. *Efectul tranzistor* constă în comanda curentului invers din joncțiunea colector-bază de către curentul direct din joncțiunea emitor-bază. Acest efect poate avea loc numai dacă cele două joncțiuni sînt foarte apropiate una de alta; lărgimea bazei este mult mai mică decît lungimile de difuzie ale purtătorilor minoritari. Dacă lărgimea bazei este mai mare sau comparabilă cu lungimile de difuzie, cele două joncțiuni nu se influențează reciproc, deci structura dată nu constituie un tranzistor. Există tranzistori la care în locul joncțiunilor *PN* pot fi folosite joncțiuni *PIN*, joncțiuni gradate sau contacte MS.

În acest capitol se studiază construcția, funcționarea, caracteristicile și parametrii tranzistorilor bipolari și se descriu cîteva tipuri particulare de tranzistori bipolari. Tranzistorii unipolari sînt studiați în capitolul IV.

III.2. FUNCȚIONAREA TRANZISTORILOR BIPOLARI. EXPRESIILE CURENȚILOR

III.2.1. Procese fizice elementare. Modelul benzilor energetice

Considerăm un tranzistor bipolar format din două joncțiuni *PN* situate foarte aproape una de alta (fig. 3.1); pe fiecare regiune sînt fixate contacte ohmice. În scopul obținerii unor parametri superiori, concentrațiile impuri-

tăților diferă mult de la o regiune la alta. Pentru majoritatea tranzistorilor existenți, concentrațiile de dopare sînt următoarele: în emitor avem o concentrație foarte mare, în bază avem o concentrație moderată, iar în colector (exceptînd porțiunea din apropierea contactului ohmic puternic dopată) avem o dopare slabă. Astfel, în practică avem structurile $P^{++}N^{+}P$

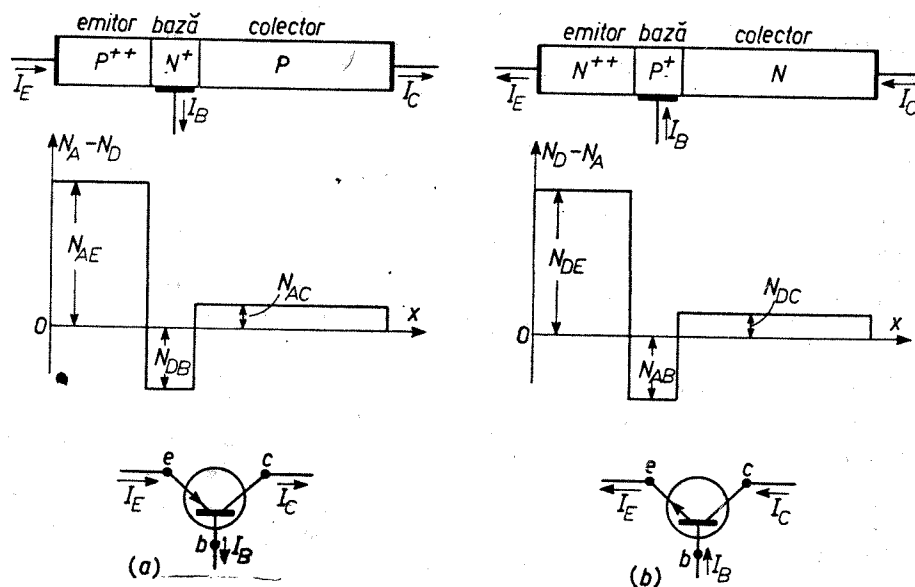


Fig. 3.1. Structuri de tranzistori bipolari și simboluri de reprezentare: a — $P^{++}N^{+}P$; b — $N^{++}P^{+}N$.

(fig. 3.1, a) și $N^{++}P^{+}N$ (fig. 3.1, b). În figura 3.1, a, b, jos sînt arătate simbolurile de reprezentare pentru tranzistorii respectivi.

Precizăm că tranzistorii pot fi conectați în trei moduri fundamentale care diferă prin tipul terminalului comun circuitului de intrare și celui de ieșire: în conexiunea bază comună (BC), terminalul comun celor două circuite este baza; în conexiunea emitor comun (EC), terminalul comun este emitorul; în conexiunea colector comun (CC), terminalul comun este colectorul.

Pentru studiul proceselor fizice și stabilirea expresiilor curenților, ne vom referi la un tranzistor $PNP(P^{++}N^{+}P)$, fig. 3.1, a; rezultatele obținute pot fi aplicate direct la tranzistorul $NPN(N^{++}P^{+}N)$ schimbînd în mod adecvat sensurile tensiunilor de polarizare și ale curenților și ținînd cont de natura opusă a purtătorilor de sarcină.

Considerăm că joncțiunile sînt abrupte, ideale și asimetrice (tranzistor clasic). Concentrațiile impurităților se notează N_{AE} , N_{DB} , N_{AC} și se află în raportul $N_{AE} \gg N_{DB} > N_{AC}$; în același raport se află și concentrațiile

purtătorilor majoritari, $p_E \gg n_B > p_C$. Ne fixăm asupra conexiunii BC și aplicăm tensiunile care asigură polarizarea normală a tranzistorului (fig. 3.2, a).

Procesele decurg astfel. Întrucît joncțiunea emitor-bază este polarizată direct, o mare cantitate de goluri este injectată din emitor în bază; datorită gradientului de concentrație, golurile difuzează spre colector. Dat fiind că

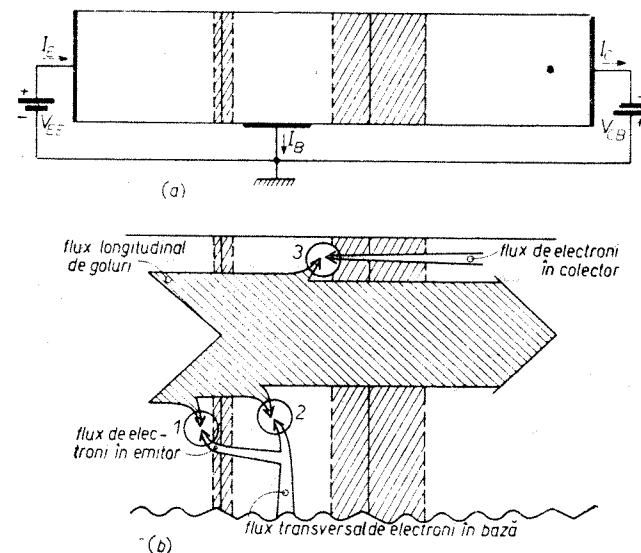


Fig. 3.2. Tranzistorul $P^{++}N^{+}P$:

a — aplicarea tensiunilor de polarizare normală; b — diferite fluxuri de purtători.

$w \ll L_B$ (w este lărgimea efectivă a bazei, L_B este lungimea de difuzie a golurilor în bază), majoritatea golurilor ajung la joncțiunea colector-bază care este polarizată invers; datorită cîmpului electric intens din regiunea de trecere a acestei joncțiuni, golurile sînt accelerate spre regiunea colectorului, unde se recombina treptat cu electronii care vin de la sursa de alimentare. Diferitele fluxuri de purtători sînt arătate în figura 3.2, b. O cantitate mică de goluri se recombina cu electronii din bază; electronii din bază traversează joncțiunea emitor-bază și se recombina cu golurile din emitor; de asemenea, electronii din colector traversează joncțiunea colector-bază polarizată invers și se recombina cu golurile din bază. Cercurile 1, 2, 3 marchează regiunile unde au loc recombinațiile purtătorilor de semn opus. Din figură rezultă că curențul de colector este determinat în principal de componenta de goluri a curențului de emitor.

Modelul benzilor energetice este arătat în figura 3.3. La echilibru termodinamic, caracterizat prin egalitatea nivelului Fermi în cele trei regiuni (fig. 3.3, a), concentrațiile purtătorilor majoritari se află în raportul

$p_{0E} \gg n_{0B} > p_{0C}$, iar concentrațiile purtătorilor minoritari sînt în raportul $n_{0E} \ll p_{0B} < n_{0C}$. În cazul polarizării normale de funcționare (fig. 3.3, b), în bază există un gradient de concentrație a golurilor, iar în colector și

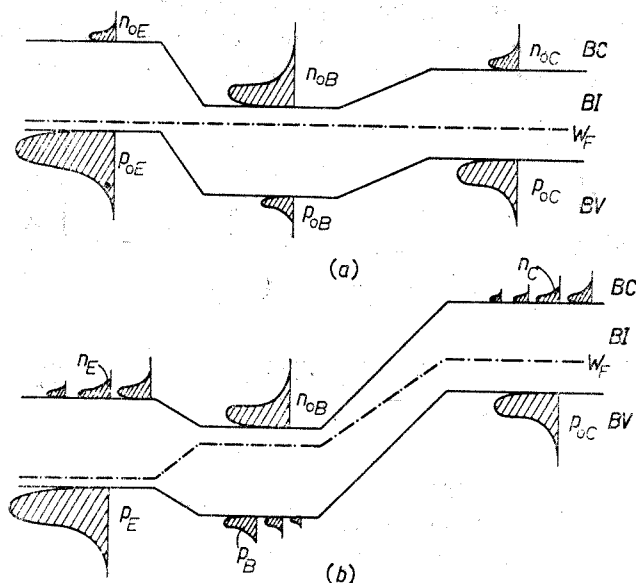


Fig. 3.3. Modelul benzilor energetice ale tranzistorului bipolar: a — la echilibru termodinamic; b — la polarizarea normală de funcționare.

emitor există gradient de concentrație a electronilor. Regiunea de trecere colector-bază are lărgimea foarte mare și se întinde atît în colector, cît și în bază.

III.2.2. Expresiile curenților

În cadrul studiului analitic al proceselor din tranzistorul bipolar se fac următoarele ipoteze simplificatoare: 1) joncțiunile sînt plane și paralele; 2) se neglijează procesele de recombinare de la contactele ohmice și recombinările de suprafață; 3) joncțiunile sînt abrupte și ideale, iar câmpul electric acționează în principal în limitele regiunilor de trecere; 4) se presupune nivele mici de injecție și se neglijează rezistențele de volum.

În aceste condiții, curenții prin joncțiunile tranzistorului pot fi determinați în mod similar ca la dioda ideală luîndu-se în considerație numai componentele de difuzie de purtătorii minoritari la limitele regiunilor de trecere. În bază intervin procese suplimentare datorită faptului că purtătorii minoritari nu se recombină complet înainte de a ajunge la colector. Dat fiind că studiul se referă la un tranzistor PNP și că se operează numai cu purtători minoritari, diferitele mărimi vor comporta numai indici marcînd regiunea la care se referă relația; astfel, pentru emitor avem n_{0E} , L_E , D_E , τ_E , n_E , pentru bază p_{0B} , L_B , D_B , τ_B , p_B , pentru colector n_{0C} , L_C , D_C , τ_C , n_C etc. Se consideră regimul staționar și conexiunea BC.

1) *Joncțiunea emitor-bază.* Curentul care trece prin joncțiunea emitor-bază polarizată direct are două componente I_{nE} și I_{pE} . Componenta electronică este dată de electronii care difuzează din bază în emitor; dat fiind

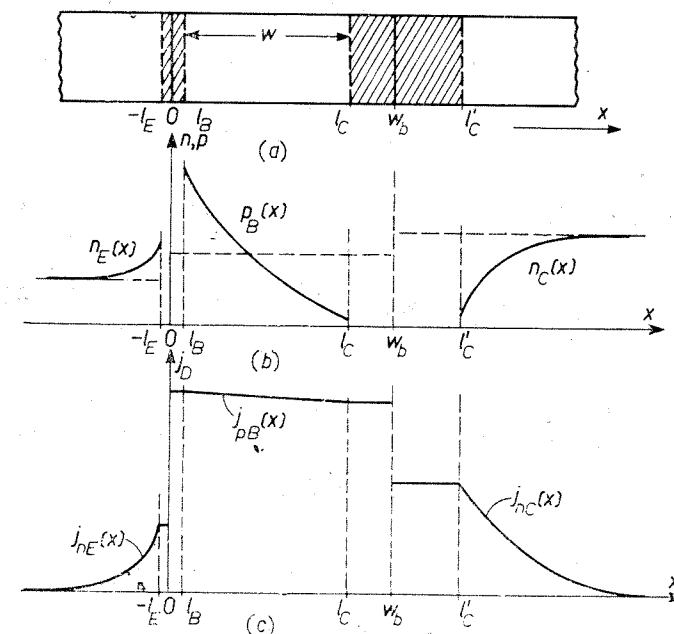


Fig. 3.4. Calculul curenților din tranzistorul bipolar: a — structura fizică a tranzistorului; b — concentrațiile purtătorilor minoritari; c — curenții dați de purtătorii minoritari.

că lărgimea emitorului este mult mai mare decît L_E , concentrațiile electro-nilor în emitor au expresia (vezi 2.38).

$$n_E(x) - n_{0E} = n_{0E}(e^{V_{EB}/V_T} - 1)e^{(l_E+x)/L_E}, \quad (3.1)$$

unde l_E este lărgimea regiunii de trecere în emitor (fig. 3.4, a). Componenta electronică a curentului de emitor are expresia

$$I_{nE} = S_E q D_E \left[\frac{\partial n_E(x)}{\partial x} \right]_{x=-l_E} = \frac{S_E q D_E n_{0E}}{L_E} (e^{V_{EB}/V_T} - 1), \quad (3.2)$$

unde S_E este aria totală a joncțiunii.

Variația concentrației golurilor în bază va fi diferită față de cea găsită la diodă, deoarece $w \ll L_B$; legea de variație a concentrației golurilor în bază se obține prin rezolvarea ecuației de continuitate

$$\frac{d^2[p_B(x) - p_{0B}]}{dx^2} - \frac{p_B(x) - p_{0B}}{L_B^2} = 0. \quad (3.3)$$

Soluția este de forma

$$p_B(x) - p_{0B} = A_1 e^{x/L_B} + A_2 e^{-x/L_B}. \quad (3.4)$$

Constantele de integrare A_1, A_2 se determină din condițiile la limită

$$p_B(l_B) = p_{0B} e^{V_{EB}/V_T}, \quad (3.5)$$

$$p_B(l_C) = p_{0B} e^{V_{CB}/V_T}. \quad (3.6)$$

Rezultă

$$A_1 = \frac{p_{0B}(e^{V_{CB}/V_T} - 1)e^{-l_B/L_B} - p_{0B}(e^{V_{EB}/V_T} - 1)e^{l_C/L_B}}{2 \operatorname{sh}(w/L_B)},$$

$$A_2 = \frac{p_{0B}(e^{V_{EB}/V_T} - 1)e^{l_C/L_B} - p_{0B}(e^{V_{CB}/V_T} - 1)e^{l_B/L_B}}{2 \operatorname{sh}(w/L_B)}, \quad (3.7)$$

unde $w = l_C - l_B$ reprezintă lărgimea efectivă a bazei. Introducând aceste valori în (3.4) se obține

$$p_B(x) - p_{0B} = \frac{p_{0B} \left[(e^{V_{EB}/V_T} - 1) \operatorname{sh} \left(\frac{l_C - x}{L_B} \right) + (e^{V_{CB}/V_T} - 1) \operatorname{sh} \left(\frac{x - l_B}{L_B} \right) \right]}{\operatorname{sh}(w/L_B)}. \quad (3.8)$$

Concentrațiile purtătorilor minoritari în funcție de distanță sînt arătate în figura 3.4, b. Componenta de goluri a curentului de emitor are expresia

$$I_{pE} = -S_E q D_B \left[\frac{\partial p_B(x)}{\partial x} \right]_{x=l_B} =$$

$$= \frac{S_E q D_B p_{0B}}{L_B} \operatorname{cth} \frac{w}{L_B} \left[(e^{V_{EB}/V_T} - 1) - \frac{(e^{V_{CB}/V_T} - 1)}{\operatorname{ch}(w/L_B)} \right]. \quad (3.9)$$

Curentul total prin joncțiunea emitor-bază este

$$I_E = I_{nE} + I_{pE} = a_{11}(e^{V_{EB}/V_T} - 1) + a_{12}(e^{V_{CB}/V_T} - 1), \quad (3.10)$$

unde

$$a_{11} = S_E q \left(\frac{D_E n_{0E}}{L_E} + \frac{D_B p_{0B}}{L_B} \operatorname{cth} \frac{w}{L_B} \right), \quad (3.11)$$

$$a_{12} = -S_E q \frac{D_B p_{0B}}{L_B \operatorname{sh}(w/L_B)}. \quad (3.12)$$

2) *Joncțiunea colector-bază.* Curentul care trece prin joncțiunea colector-bază polarizată invers are o componentă electronică și una de goluri. Componenta de goluri are expresia

$$I_{pC} = S_C q D_B \left[\frac{\partial p_B(x)}{\partial x} \right]_{x=l_C} =$$

$$= \frac{S_C q D_B p_{0B}}{L_B \operatorname{sh}(w/L_B)} \left[-(e^{V_{EB}/V_T} - 1) + (e^{V_{CB}/V_T} - 1) \operatorname{ch} \frac{w}{L_B} \right]. \quad (3.13)$$

Avînd în vedere că în apropierea regiunii de trecere, electronii difuzează din colector spre regiunea de trecere (fig. 3.4, b), componenta electronică a curentului de colector are expresia

$$I_{nC} = \frac{S_C q D_C n_{0C}}{L_C} (e^{V_{CB}/V_T} - 1). \quad (3.14)$$

Curentul total prin joncțiunea colector-bază este

$$I_C = I_{nC} + I_{pC} = a_{21}(e^{V_{EB}/V_T} - 1) + a_{22}(e^{V_{CB}/V_T} - 1), \quad (3.15)$$

unde

$$a_{22} = S_C q \left(\frac{D_C n_{0C}}{L_C} + \frac{D_B p_{0B}}{L_B} \operatorname{cth} \frac{w}{L_B} \right), \quad a_{21} = a_{12}. \quad (3.16)$$

Expresiile (3.10) și (3.15) poartă numele de *ecuații generalizate* (Shockley) ale tranzistorului bipolar. Curenții datorati purtătorilor minoritari în cele trei regiuni ale tranzistorului sînt arătați în figura 3.4, c.

Curentul de bază I_B se obține prin aplicarea primei legi a lui Kirchhoff întregului tranzistor, astfel

$$I_B = -(I_E + I_C) \quad (3.17)$$

(trebuie avut în vedere că I_E și I_C au semne opuse).

III.2.3. Coeficienții tranzistorului bipolar

Raportul dintre componentele curenților și dintre diferenții curenți din tranzistor se exprimă cu ajutorul unor coeficienți intrinseci; acești coeficienți constituie totodată mărimi utile pentru caracterizarea globală a performanțelor tranzistorului. Definim acești parametri pentru regimul lent variabil în timp, $f \rightarrow 0$, considerînd că tranzistorul PNP funcționează în regiunea activă: joncțiunea emitor-bază polarizată direct, joncțiunea colector-bază polarizată invers; se presupune conexiunea BC.

1) *Eficiența emitorului* γ_0 . Curentul I_E are două componente I_{nE} și I_{pE} ; componenta utilă care determină în principal valoarea curentului de colector este I_{pE} (fig. 3.2, b). Eficiența emitorului se definește ca raportul dintre variațiile lui I_{pE} și I_E cînd $V_{CB} = \text{const}$

$$\gamma_0 = \frac{dI_{pE}}{dI_E} \Big|_{V_{CB} = \text{const}} = \frac{1}{1 + \frac{D_E n_{0E}}{D_B p_{0B}} \frac{L_B}{L_E} \operatorname{th} \frac{w}{L_B}} \simeq \frac{1}{1 + \frac{\sigma_B w}{\sigma_E L_E}} \simeq 1 - \frac{\sigma_B w}{\sigma_E L_E}, \quad (3.18)$$

unde σ_B, σ_E sînt conductivitățile electrice ale bazei, respectiv emitorului. Creșterea componentei utile necesită $\gamma_0 \rightarrow 1$; acest lucru se poate realiza luînd baze foarte înguste, $w \ll L_B$ și dopînd foarte puternic emitorul, $\sigma_E \gg \sigma_B$.

2) *Coeficientul de transport* β_{t0} (eficiența bazei). Nu toate golurile injectate din emitor în bază ajung la colector; o mică parte din aceste goluri se recombina cu electronii din bază. Coeficientul de transport caracterizează această micșorare a curentului de goluri lîngă colector ($x = l_C$) față de curentul de goluri care pleacă de la emitor ($x = l_B$); β_{t0} se definește ca raportul dintre variațiile lui I_{pC} și I_{pE} cînd $V_{CB} = \text{const}$

$$\beta_{t0} = \frac{dI_{pC}}{dI_{pE}} \Big|_{V_{CB} = \text{const}} = \frac{1}{\operatorname{ch}(w/L_B)} \simeq 1 - \frac{w^2}{2L_B^2}. \quad (3.19)$$

Pentru creșterea lui β_{t0} este necesar să se realizeze baze foarte subțiri.

3) *Factorul (cîștigul) de curent* α_0 se definește ca raportul dintre variațiile curenților de colector și de emitor cînd $V_{CB} = \text{const}$; acest coeficient caracterizează cel mai complet comportarea tranzistorului ca element de circuit. Avem

$$\alpha_0 = - \left. \frac{dI_C}{dI_E} \right|_{V_{CB} = \text{const}} = - \frac{a_{21}}{a_{11}} = \frac{1/\text{ch}(w/L_B)}{1 + \frac{D_E n_{0E}}{D_B p_{0B}} \frac{L_B}{L_E} \text{th} \frac{w}{L_B}} = \gamma_0 \beta_{i0}. \quad (3.20)$$

Ținînd seama de expresiile aproximative ale lui γ_0 și β_{i0} se poate scrie

$$\alpha_0 \simeq 1 - \frac{w^2}{2L_B^2} - \frac{\sigma_B w}{\sigma_E L_E}; \quad (3.21)$$

pentru majoritatea tranzistorilor utilizați în practică avem $\alpha_0 = 0,85 \div 0,995$.

4) *Coeficientul de multiplicare* M . Dacă tensiunea inversă V_{CB} este relativ mare poate interveni o creștere a curentului de colector prin multiplicare în avalanșă; procesul este similar cu cel descris la dioda polarizată invers. Această creștere a lui I_C este caracterizată prin coeficientul de multiplicare M , care are expresia

$$M = \frac{1}{1 - (V_{CB}/V_{SB})^m}, \quad (3.22)$$

unde V_{SB} este tensiunea de străpungere a joncțiunii colector-bază; la Ge, $m = 3$, la Si, $m = 6$. Ținînd seama și de acest coeficient, factorul de curent al tranzistorului devine

$$\alpha_{0S} = \gamma_0 \beta_{i0} M = \alpha_0 M. \quad (3.23)$$

5) *Curentul de tăiere (rezidual) al colectorului* I_{CO} . Dacă joncțiunea emitor-bază este în gol, adică $I_E = 0$ și tensiunea inversă V_{CB} are valori normale de funcționare, atunci prin joncțiunea colector-bază trece curentul invers I_{CO} ; acest curent este datorat purtătorilor minoritari cînd nu sînt injectate goluri din emitor. Ținînd cont de curentul I_{CO} și de faptul că relația (3.20) este valabilă și în regim continuu, se poate scrie expresia

$$I_C = -\alpha_0 I_E + I_{CO}. \quad (3.24)$$

6) *Curentul de tăiere (rezidual) al emitorului* I_{EO} . Dacă joncțiunea colector-bază este în gol, $I_C = 0$, iar joncțiunea emitor-bază este polarizată invers, atunci prin această joncțiune trece curentul invers I_{EO} datorat purtătorilor minoritari.

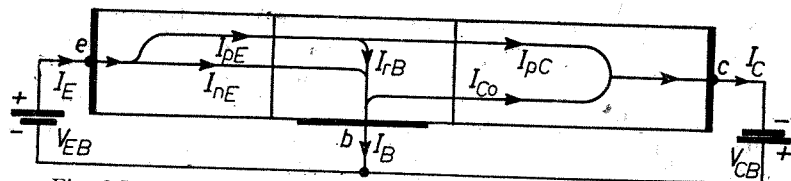


Fig. 3.5. Diferite componente ale curenților din tranzistorul bipolar.

Diferitele componente ale curenților din tranzistor sînt arătate în figura 3.5. Trebuie remarcat că curentul de bază I_B are trei componente: I_{nE}

dat de electronii ce trec în emitor, $I_{rB} = I_{pE} - I_{pC}$ datorat recombinărilor în bază a unei cantități mici de goluri, I_{CO} curentul invers din joncțiunea emitor-bază cînd $I_E = 0$. Sensul lui I_{CO} este opus față de I_{nE} și I_{rB} .

III.2.4. Ecuațiile Ebers-Moll

Ecuațiile generalizate Shockley sînt incomode de utilizat în practică, deoarece conțin coeficienții a_{ij} care nu se pot determina prin măsurători directe asupra tranzistorului. Acești coeficienți pot fi exprimați în funcție de mărimi direct măsurabile, obținîndu-se astfel ecuațiile Ebers-Moll. Trebuie precizat că ecuațiile generalizate sînt valabile atît pentru *regimul normal* studiat pînă în prezent, unde $V_{EB} > 0$ și $V_{CB} < 0$, cît și pentru *regimul invers*, unde $V_{CB} > 0$ și $V_{EB} < 0$, adică emitorul și colectorul își schimbă rolurile. Astfel, pentru regimul normal, relația (3.24) devine

$$I_C = -\alpha_N I_E + I_{CO}, \quad (3.25)$$

iar pentru regimul invers

$$I_E = -\alpha_I I_C + I_{EO}, \quad (3.26)$$

unde α_N, α_I sînt factorii de curent în conexiune BC pentru regimul normal, respectiv invers ($\alpha_I = 0,2 \div 0,8$).

În cazul regimului normal cu $V_{CB}/V_T \gg 1$, ecuațiile generalizate devin

$$I_E = a_{11}(e^{V_{EB}/V_T} - 1) - a_{12}, \quad (3.27)$$

$$I_C = a_{21}(e^{V_{EB}/V_T} - 1) - a_{22}, \quad (3.28)$$

de unde

$$I_C = \frac{a_{21}}{a_{11}} I_E + \left(\frac{a_{12} a_{21}}{a_{11}} - a_{22} \right). \quad (3.29)$$

În cazul regimului invers, cu $V_{EB}/V_T \gg 1$, ecuațiile generalizate devin:

$$I_E = -a_{11} + a_{12}(e^{V_{CB}/V_T} - 1), \quad (3.30)$$

$$I_C = -a_{21} + a_{22}(e^{V_{CB}/V_T} - 1), \quad (3.31)$$

de unde

$$I_E = \frac{a_{12}}{a_{22}} I_C + \left(\frac{a_{12} a_{21}}{a_{22}} - a_{11} \right). \quad (3.32)$$

Comparînd relațiile (3.29), (3.32) cu (3.25), (3.26) se determină expresiile coeficienților a_{ij} ; introducîndu-le în ecuațiile generalizate rezultă

$$I_E = - \frac{I_{EO}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (e^{V_{EB}/V_T} - 1) + \frac{\alpha_I I_{CO}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (e^{V_{CB}/V_T} - 1), \quad (3.33)$$

$$I_C = \frac{\alpha_N I_{EO}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (e^{V_{EB}/V_T} - 1) - \frac{I_{CO}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (e^{V_{CB}/V_T} - 1). \quad (3.34)$$

Curentul de bază se obține prin introducerea curenților I_E și I_C în (3.17)

$$I_B = \frac{(1 - \alpha_N) I_{EO}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (e^{V_{EB}/V_T} - 1) + \frac{(1 - \alpha_I) I_{CO}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (e^{V_{CB}/V_T} - 1). \quad (3.35)$$

Ultimele trei relații poartă numele de *ecuații Ebers-Moll*. Din egalitatea $a_{12} = a_{21}$ rezultă $\alpha_N I_{EO} = \alpha_I I_{CO}$.

III.3. CARACTERISTICILE STATICE ALE TRANZISTORILOR BIPOLARI

Legăturile dintre tensiunile aplicate pe terminale și curenții care circulă prin tranzistor sînt date de ecuațiile Ebers-Moll. Totuși, aceste ecuații sînt aproximative și pentru caracterizarea mai precisă a tranzistorului, în practică se utilizează caracteristicile statice trasate experimental.

Tranzistorul bipolar este un dispozitiv semiconductor cu trei terminale, deci vom deosebi în general trei tensiuni și trei curenți. Ținînd seama de legile lui Kirchhoff, numai două tensiuni și doi curenți sînt independenți; cea de-a treia mărime, tensiune sau curent, este univoc determinată de primele două. Dintre aceste patru mărimi, două sînt considerate variabile independente, iar două variabile dependente (funcții), rezultînd astfel patru familii de caracteristici statice. Dintre toate variantele posibile s-a constatat că în practică cele mai utile sînt familiile de caracteristici care au drept variabile independente curentul de intrare și tensiunea de ieșire; astfel, indiferent de conexiune, se poate scrie

$$\begin{aligned} V_1 &= f_1(I_1, V_2) \begin{cases} f_{11}(I_1) | V_2 = \text{const} \\ f_{12}(V_2) | I_1 = \text{const} \end{cases} \\ I_2 &= f_2(I_1, V_2) \begin{cases} f_{21}(I_1) | V_2 = \text{const} \\ f_{22}(V_2) | I_1 = \text{const} \end{cases} \end{aligned} \quad (3.36)$$

unde indicii 1 se referă la mărimi de intrare, iar indicii 2 se referă la mărimi de ieșire. Pentru utilizările curente sînt necesare în special trei familii de caracteristici: familia caracteristicilor de ieșire $I_2 = f(V_2)$ cu $I_1 = \text{const}$, familia caracteristicilor de intrare reprezentată sub forma $I_1 = f(V_1)$ cu $V_2 = \text{const}$ și familia caracteristicilor de transfer $I_2 = f(I_1)$ cu $V_2 = \text{const}$.

III.3.1. Caracteristici statice în conexiune BC

Schema pentru trasarea experimentală a caracteristicilor statice ale unui tranzistor PNP în conexiune BC este arătată în figura 3.6. Deși tensiunile și curenții pot avea diferite sensuri există convenția ca toate familiile de caracteristici să fie reprezentate în primul cadran.

1) Familia caracteristicilor de ieșire $I_C = f(V_{CB})$ cu I_E parametru pentru un tranzistor mediu este reprezentată în figura 3.7, a. Pe această familie distingem trei regiuni asupra cărora ne oprim pe scurt.

Regiunea activă (I) pentru care joncțiunea emitor-bază este polarizată direct, iar joncțiunea colector-bază este polarizată invers, constituie regiunea

normală de funcționare a tranzistorului ca amplificator. Curentul I_C este slab influențat de tensiunea V_{CB} , fiind aproximativ egal cu I_E ; cînd $V_{CB} = 0$, curentul I_C este diferit de zero, fapt ce atestă că purtătorii minoritari se deplasează de la emitor spre colector prin difuzie. Crescînd

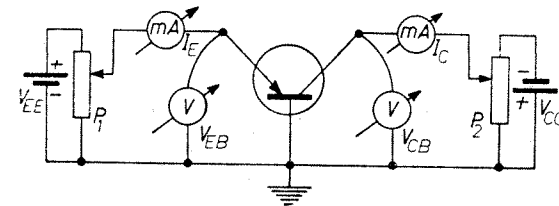


Fig. 3.6. Schema de trasare a caracteristicilor statice în conexiune BC.

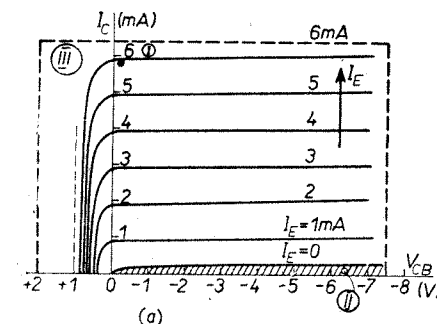


Fig. 3.7. Familii de caracteristici statice ale tranzistorului bipolar în conexiune BC:

a — de ieșire; b — de intrare; c — de transfer.

V_{CB} are loc o ușoară creștere a curentului I_C , deoarece crește gradientul de concentrație a gurilor în bază și are loc fenomenul de micșorare a lărgimii efective a bazei, w . Variația lărgimii efective a bazei sub influența tensiunii V_{CB} se numește *efect Early*. Micșorarea lui w duce la creșterea factorului de curent α_0 ; de asemenea poate avea loc fenomenul de multiplicare a curentului de colector. În această regiune, caracteristicile statice teoretice sînt descrise de ecuația (3.15) sau (3.34).

Regiunea de blocare (II) se caracterizează prin faptul că ambele joncțiuni sînt polarizate invers; atunci cînd $I_E = 0$, curentul de colector este I_{CO} .

Această regiune se întinde pe un spațiu foarte mic al familiei de caracteristici cuprins între curba $I_E = 0$ și abscisă.

Regiunea de saturație (III) se caracterizează prin faptul că ambele jonțiuni sînt polarizate direct. Pentru a reduce la zero curentul de colector este necesară aplicarea unei tensiuni directe pe jonțiunea colector-bază; fluxul de guri injectate din colector în bază se opune fluxului de guri injectate din emitor în bază, astfel se ajunge la situația cînd I_C devine zero.

2) **Familia caracteristicilor de intrare** $I_E = f(V_{EB})$ cu V_{CB} parametru este reprezentată în figura 3.7, b. Pentru o tensiune V_{CB} dată, forma caracteristicii este asemănătoare cu cea a unei diode polarizate direct; acest fapt rezultă și din ecuația (3.10). Pentru o tensiune V_{EB} dată, curentul I_E are o ușoară creștere în funcție de V_{CB} datorită creșterii gradientului de concentrație a gurilor în bază. Ca și la diode, curentul I_E rămîne foarte mic pînă ce V_{EB} atinge valoarea prag V_1 .

3) **Familia caracteristicilor de transfer** $I_C = f(I_E)$ cu V_{CB} parametru este reprezentată în figura 3.7, c. Între I_C și I_E există o dependență liniară (3.24), prin urmare caracteristicile sînt drepte ce trec prin origine; panta lor este aproximativ egală cu α_0 . Se observă o ușoară creștere a curentului I_C , deci și a lui α_0 , în funcție de tensiunea V_{CB} . Creșterea lui α_0 în funcție de V_{CB} se datorește în principal *efectului Early* (fig. 3.4, a). De asemenea, pentru valori mari ale lui I_E scade rata de creștere a curentului I_C , efect datorat micșorării lui α_0 la nivele mari de injecție. În general, α_0 este o funcție neliniară de I_E ; la valori mici ale lui I_E , α_0 este foarte mic, apoi crește pînă la o valoare maximă (dată de obicei în cataloage) urmînd o descreștere monotonă la valori mari ale lui I_E .

III.3.2. Caracteristici statice în conexiune EC

Schema pentru trasarea experimentală a caracteristicilor statice ale tranzistorului PNP în conexiune EC este arătată în figura 3.8. Toate familiile de caracteristici se reprezintă în primul cadran.

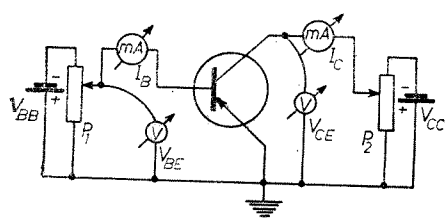


Fig. 3.8. Schema de trasare a caracteristicilor statice în conexiune EC.

pe I_E în (3.24) cu $I_E = -(I_C + I_B)$, se obține

$$I_C = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} I_B + \frac{1}{1 - \alpha_0} I_{CO} = \beta_0 I_B + I_{CEO}, \quad (3.37)$$

unde $I_{CEO} = (\beta_0 + 1)I_{CO} \approx \beta_0 I_{CO}$ reprezintă curentul de tăiere al colectorului în conexiune EC, cînd $I_B = 0$. Din (3.37) rezultă că variații mici

ale lui α_0 cauzate de V_{CE} au o influență mai mare asupra curentului I_C prin intermediul factorului $1/(1 - \alpha_0)$; de asemenea, datorită modului de conectare, o anumită fracțiune a tensiunii V_{CE} acționează direct asupra jonțiunii emitor-bază. Expresia caracteristicilor statice teoretice în această

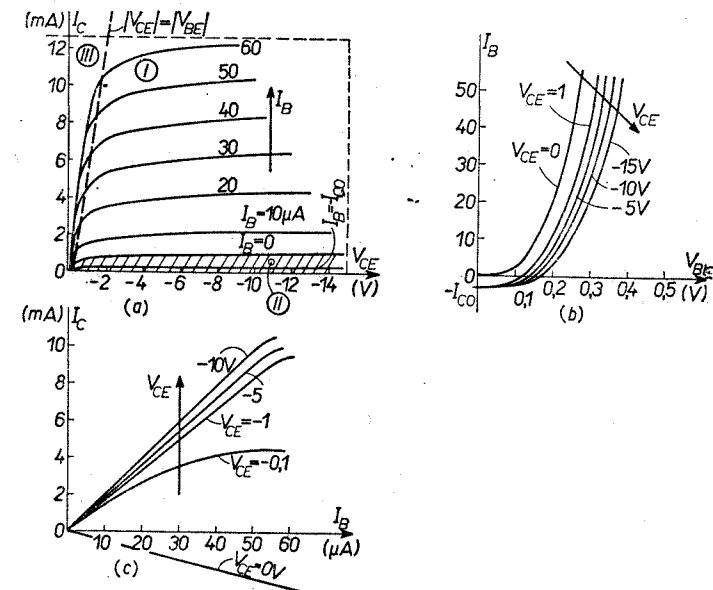


Fig. 3.9. Familii de caracteristici statice ale tranzistorului bipolar în conexiune EC:

a — de ieșire; b — de intrare; c — de transfer.

regiune se poate obține din (3.17) și (3.37); curentul I_B se obține prin introducerea în (3.17) a lui I_E și I_C din (3.33), (3.34), în care mai întîi se fac înlocuirile $V_{BE} = -V_{EB}$, $V_{CE} = V_{CB} - V_{EB}$.

În regiunea de blocare (II), ambele jonțiuni sînt polarizate invers; această regiune este cuprinsă între caracteristica corespunzătoare lui $I_B = 0$ cînd $I_C = I_{CEO}$ și abscisă. Valoarea minimă a curentului de colector este I_{CO} și se obține cînd $I_E = 0$; în acest caz, din relația

$$I_B = -(1 - \alpha_0)I_E - I_{CO} \quad (3.38)$$

rezultă $I_B = -I_{CO}$.

Spre deosebire de conexiunea BC, regiunea de saturație (III) este situată în primul cadran și intervine cînd $|V_{CE}| \leq |V_{BE}|$. În acest caz, ambele jonțiuni sînt polarizate direct, fapt ce duce la o creștere importantă a curentului I_B ; pentru menținerea constantă a lui I_B trebuie scăzută tensiunea V_{BE} , astfel în domeniul de valori $|V_{CE}| \leq |V_{BE}|$ are loc scăderea rapidă a curenților I_E și I_C .

Caracteristicile de ieșire nu trec prin origine, ci sînt deplasate spre dreapta pe axa tensiunilor cu valori cuprinse între $V_{CE} = -(0,005 \div 0,05)V$.

②) **Familia caracteristicilor de intrare** $I_B = f(V_{BE})$ cu V_{CE} parametru este reprezentată în figura 3.9, b. Atunci cînd $V_{BE} = 0$, după cum rezultă

din (3.38), curentul de bază este egal cu $-I_{CO}$; dind valori crescătoare negative lui V_{BE} , curentul I_B scade mai întâi la zero, apoi prezintă o creștere exponențială obișnuită. În domeniul de valori $|V_{CE}| \geq |V_{BE}|$, adică în regiunea activă, caracteristicile sînt slab influențate de V_{CE} prin efect Early; în schimb, pentru valori $|V_{CE}| \leq |V_{BE}|$ are loc o puternică influență a tensiunii V_{CE} asupra curentului I_B .

3) Familia caracteristicilor de transfer $I_C = f(I_B)$ cu V_{CE} parametru este reprezentată în figura 3.9, c. În regiunea activă $|V_{CE}| \geq |V_{BE}|$, caracteristicile reprezintă drepte care trec prin origine, panta lor fiind aproximativ egală cu β_0 . În regiunea de saturație $|V_{CE}| \leq |V_{BE}|$, coeficientul β_0 scade rapid spre zero, putînd deveni chiar negativ datorită faptului că I_C își schimbă sensul.

Din cele expuse mai sus rezultă că în cazul conexiunii EC, tranzistorul trebuie să funcționeze cu tensiuni de colector ridicate pentru a se evita regiunea de saturație; această regiune este utilizată numai în regimurile de comutare.

III.3.3. Străpungerea joncțiunii colector-bază

Dacă tensiunea de colector ia valori ridicate poate avea loc creșterea curentului I_C datorită fenomenului de multiplicare în avalanșă; această creștere este caracterizată prin coeficientul de multiplicare M avînd expresia (3.22).

Considerăm întîi conexiunea BC; în regiunea de multiplicare, curentul de colector ia valoarea

$$I_C = M(-\alpha_0 I_E + I_{CO}) = -\alpha_0 I_E + M I_{CO}. \quad (3.39)$$

Condiția de creștere infinită a curentului I_C , adică de străpungere a joncțiunii este $\alpha_0 M = \infty$, adică $M \rightarrow \infty$; această condiție se realizează cînd ten-

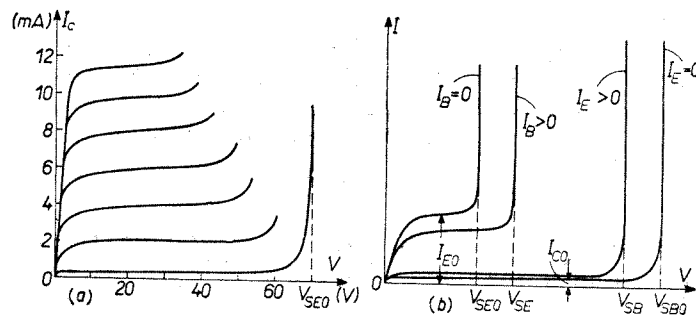


Fig. 3.10. Străpungerea joncțiunii colector-bază:

a - forma caracteristicilor de ieșire în conexiune EC la tensiuni mari de colector; b - ilustrarea tensiunilor de străpungere.

siunea de colector ia valoarea $V_{CBS} \simeq V_{SB}$. Cînd joncțiunea emitor-bază este în gol, tensiunea de străpungere are valoarea maximă notată cu V_{SBO} .

În cazul conexiunii EC, la tensiuni V_{CE} mari, caracteristicile statice de ieșire au forma arătată în figura 3.10, a. Pentru a deduce valoarea tensiunii

de străpungere, exprimăm pe I_C în funcție de I_B ; substituind $I_E = -(I_C + I_B)$ în (3.39), rezultă

$$I_C = \frac{\alpha_0 M}{1 - \alpha_0 M} I_B + \frac{M}{1 - \alpha_0 M} I_{CO} = \beta_{0s} I_B + (\beta_{0s} + 1) M I_{CO}, \quad (3.40)$$

unde $\beta_{0s} = \alpha_0 M / (1 - \alpha_0 M)$.

Curentul I_C crește infinit cînd $\alpha_0 M = 1$, adică $M = 1/\alpha_0$. Introducînd această condiție în (3.22) rezultă valoarea tensiunii de străpungere în conexiune EC

$$V_{CES} \simeq V_{CBS} (1 - \alpha_0)^{1/m} = V_{SE}. \quad (3.41)$$

Tensiunea de străpungere în conexiune EC este mult mai mică decît în conexiune BC; în practică, $V_{CES} \simeq V_{CBS}/3$. Pericolul de străpungere este maxim cînd baza este în gol. Prin rezistorul conectat în circuitul bazei are loc o reacție pozitivă care produce creșterea și mai rapidă a curentului I_C ; cînd baza este în gol, rezistorul are o valoare foarte mare și efectul reacției este mai pronunțat, astfel tensiunea de străpungere ia o valoare minimă notată cu V_{SEO} .

Diferitele tensiuni de străpungere pentru conexiunile BC și EC sînt arătate în figura 3.10, b.

III.4. PARAMETRII NATURALI ȘI SCHEMA ECHIVALENTĂ NATURALĂ

III.4.1. Parametrii naturali ai tranzistorului bipolar

Parametrii naturali ai tranzistorului bipolar sînt mărimi ce caracterizează comportarea tranzistorului în regim lent variabil de semnal mic; în general, parametrii exprimă legătura dintre variații mici ale tensiunilor și curenților în jurul unor valori inițiale. Aceste mărimi intră în componența schemelor echivalente naturale; de asemenea, cu ajutorul lor se pot exprima parametrii de cuadripol ai tranzistorului.

Determinăm acești parametri pentru un tranzistor PNP în conexiune BC.

1) Rezistența diferențială a emitorului r_e se definește în mod similar ca la diodă

$$r_e = 1/g_e = \left. \frac{dI_E}{dV_{EB}} \right|_{V_{CB} = \text{const}}; \quad (3.42)$$

ținînd cont de (3.10) rezultă

$$g_e = \frac{d[a_{11}(e^{V_{EB}/V_T} - 1) + a_{12}(e^{V_{CB}/V_T} - 1)]}{dV_{EB}} \Big|_{V_{CB} = \text{const}} \simeq \frac{I_E}{V_T}. \quad (3.43)$$

2) Capacitățile joncțiunilor. În regimul normal de funcționare (regiunea activă), joncțiunile tranzistorului prezintă atât capacități de barieră, cît și capacități de difuzie. Capacitățile de barieră se determină similar ca la dioda cu joncțiuni. În schimb, capacitățile de difuzie au anumite particularități asupra cărora ne oprim.

Atunci cînd joncțiunea emitor-bază este polarizată direct, în bază se acumulează purtători minoritari în exces. Variația sarcinii în exces se dato-

rește atât lui V_{EB} (variază numărul purtătorilor în exces injectați), cât și lui V_{CB} (variază lărgimea efectivă a bazei). Sarcina totală înmagazinată în bază este $Q_b = qP_b$, unde P_b reprezintă numărul total al gurilor din bază. În general, P_b se obține prin integrarea lui $p_B(x)$ în limitele (l_B, l_C) ;

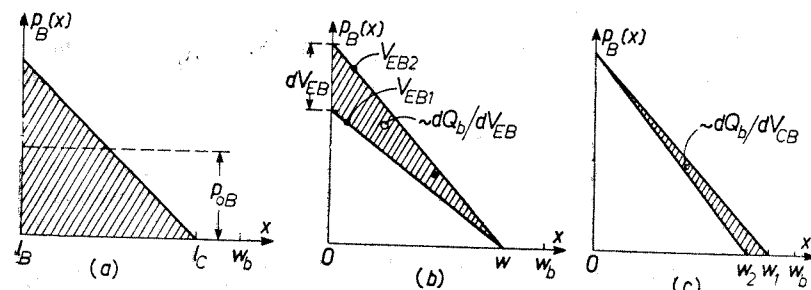


Fig. 3.11. Capacitățile de difuzie ale tranzistorului bipolar: a - variația liniară a concentrației gurilor în bază; b și c - semnificația fizică a capacităților C_{de} , C_{dc} .

avînd în vedere că $w \ll L_B$ și că în majoritatea cazurilor din practică $p_B(l_C) \simeq 0$, se poate presupune că gurile au o variație liniară între $P_B(l_B)$ și zero (fig. 3.11, a). Din figură rezultă

$$P_b = \frac{wSp_{0B}}{2} e^{V_{EB}/V_T}, \quad (3.44)$$

iar

$$Q_b = \frac{qwSp_{0B}}{2} e^{V_{EB}/V_T}. \quad (3.45)$$

Datorită efectului Early avem $w = f(V_{CB})$, deci $Q_b = f(V_{EB}, V_{CB})$; făcînd diferențiala totală rezultă

$$dQ_b = \frac{\partial Q_b}{\partial V_{EB}} dV_{EB} + \frac{\partial Q_b}{\partial V_{CB}} dV_{CB}. \quad (3.46)$$

Prima derivată parțială definește capacitatea de difuzie a joncțiunii emitor-bază

$$C_{de} = \frac{\partial Q_b}{\partial V_{EB}} = \frac{qwSp_{0B}}{2V_T} e^{V_{EB}/V_T} = \frac{w^2}{2V_T D_B} \left(\frac{qSD_B p_{0B}}{w} e^{V_{EB}/V_T} \right). \quad (3.47)$$

În practică, $I_{pE} \gg I_{nE}$, $w \ll L_B$ și tensiunea inversă V_{CB} are valori suficient de ridicate; ținînd cont de (3.9), paranteza poate fi aproximată cu I_E , deci (3.47) devine

$$C_{de} = \frac{w^2}{2D_B} \frac{I_{pE}}{V_T} \simeq \frac{w^2 I_E}{2D_B V_T} = \frac{w^2}{2D_B} g_e. \quad (3.48)$$

Semnificația fizică a capacității C_{de} rezultă din figura 3.11, b; w rămîne constant și variază V_{EB} .

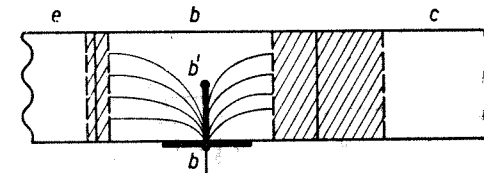
A doua derivată parțială din (3.46) definește capacitatea de difuzie a joncțiunii colector-bază

$$C_{dc} = \frac{\partial Q_b}{\partial V_{CB}} = \frac{\partial Q_b}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial V_{CB}} = \frac{w I_E}{2D_B} \frac{\partial w}{\partial V_{CB}}. \quad (3.49)$$

Semnificația fizică a capacității C_{dc} rezultă din figura 3.11, c: V_{EB} rămîne constant și variază w ca urmare a variației tensiunii V_{CB} .

3) Factorul de reacție în tensiune μ (coeficient Early) se definește ca raportul dintre variațiile tensiunilor V_{EB} și V_{CB} în condițiile cînd I_E rămîne constant

$$\mu = \frac{dV_{EB}}{dV_{CB}} \Big|_{I_E = \text{const}} = \frac{C_{dc}}{C_{de}} = \frac{V_T}{w} \frac{\partial w}{\partial V_{CB}}. \quad (3.50)$$



4) Conductanța diferențială a joncțiunii colector-bază g_c se definește prin relația

$$g_c = 1/r_c = \frac{dI_C}{dV_{CB}} \Big|_{I_E = \text{const}} = -I_E \frac{\partial \alpha_0}{\partial V_{CB}} + \frac{\partial I_{C0}}{\partial V_{CB}}. \quad (3.51)$$

5) Conductanța diferențială colector-emitor g_{ce} se definește prin relația

$$g_{ce} = \frac{dI_E}{dV_{CB}} \Big|_{V_{EB} = \text{const}} = \frac{\partial I_E}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial V_{CB}}. \quad (3.52)$$

6) Panta internă a tranzistorului g_m (transconductanța) se definește ca raportul dintre variația curentului I_C și a tensiunii V_{BE} cînd tensiunea de colector este constantă

$$g_m = \frac{\partial I_C}{\partial V_{BE}} = -\frac{\partial I_C}{\partial V_{EB}} = \alpha_0 \frac{\partial I_E}{\partial V_{EB}} = \frac{\alpha_0}{r_e}. \quad (3.53)$$

7) Rezistența distribuită a bazei $r_{bb'}$ reprezintă o rezistență ohmică de volum măsurată între contactul ohmic al bazei și un punct b' situat aproximativ în mijlocul bazei (fig. 3.12).

III.4.2. Schema echivalentă naturală în conexiune BC

Cea mai simplă schemă echivalentă a tranzistorului bipolar în regim lent variabil, la semnale mici se obține prin diferențierea curenților $I_E = f_1(V_{EB}, V_{CB})$ și $I_C = f_2(V_{EB}, V_{CB})$ în jurul unor valori inițiale V_{EBQ} , V_{CBQ} , I_{EQ} , I_{CQ} . Avem

$$dI_E = \frac{\partial I_E}{\partial V_{EB}} dV_{EB} + \frac{\partial I_E}{\partial V_{CB}} dV_{CB}; \quad (3.54)$$

observăm că derivata parțială $\partial I_E / \partial V_{CB}$ se pune sub forma

$$\frac{\partial I_E}{\partial V_{CB}} = \frac{\partial I_E}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial V_{CB}}. \quad (3.55)$$

Din (3.50) rezultă $\partial w / \partial V_{CB} = \mu w / V_T$; derivînd pe I_E (3.10) în raport cu w și ținînd cont că $w \ll L_B$, rezultă $\partial I_E / \partial w = -I_E / w$ și (3.55) devine egală cu $-\mu / r_e$. Avînd în vedere că ne aflăm pe porțiunea liniară a carac-

teristicilor statice, putem trece de la diferențiale la creșteri finite, pe care le reprezentăm sub forma valorilor instantanee ale componentelor alternative (vezi cap. VII). Astfel (3.54) devine

$$i_e = \frac{v_{eb}}{r_e} - \frac{\mu}{r_e} v_{cb} \text{ sau } v_{eb} = i_e r_e + \mu v_{cb}; \quad (3.56)$$

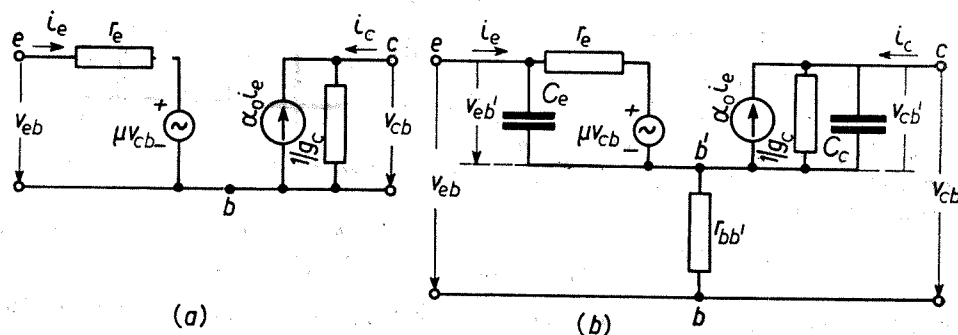


Fig. 3.13. Schema echivalentă naturală a tranzistorului bipolar:
a - schema simplificată; b - schema Early.

aceste relații descriu circuitul de intrare al schemei echivalente (fig. 3.13, a). Analog, pentru curentul de colector se poate scrie

$$dI_C = \frac{\partial I_C}{\partial V_{EB}} dV_{EB} + \frac{\partial I_C}{\partial V_{CB}} dV_{CB}. \quad (3.57)$$

Curentul de colector are expresia $I_C = -\alpha_0 I_E + I_{CO}$; dat fiind că α_0 și I_{CO} depind numai de V_{CB} , (3.57) devine

$$dI_C = -\alpha_0 dI_E + \left(\frac{\partial I_{CO}}{\partial V_{CB}} - I_E \frac{\partial \alpha_0}{\partial V_{CB}} \right) dV_{CB} \quad (3.58)$$

și trecînd la creșteri finite se obține

$$i_c = -\alpha_0 i_e + g_c v_{cb}, \quad (3.59)$$

relație ce descrie circuitul de ieșire al schemei echivalente (fig. 3.13, a). Unii autori notează creșterile finite ale mărimilor I_E , I_C , I_B , V_{EB} , V_{CB} prin Δi_E , Δi_C , Δi_B , Δv_{EB} , Δv_{CB} .

Schema echivalentă din figura 3.13, a este incompletă, deoarece nu ține seama de o serie de elemente, dintre care cele mai importante sînt capacitățile joncțiunilor și rezistența distribuită a bazei. Introducînd aceste elemente se obține schema echivalentă naturală de tip Early (fig. 3.13, b), unde $C_e = C_{be} + C_{de}$, $C_c = C_{bc} + C_{dc}$. Schema Early descrie bine procesele fizice din tranzistorul bipolar și servește la exprimarea diferiților parametri (de exemplu, de cuadripol) în funcție de parametri naturali α_0 , r_e , g_c , μ , $r_{bb'}$, C_e , C_c . Nu se utilizează direct în calcule, deoarece conține punctul b' inaccesibil măsurătorilor directe.

În continuare se prezintă cîteva tipuri particulare de tranzistori bipolari.

III.5. TRANZISTORUL DRIFT (CU CÎMP INTERN)

III.5.1. Structură și procese fizice

În diferite montaje electronice practice este necesar ca tranzistorul să funcționeze într-o gamă largă de frecvențe. Factorii care determină frecvența limită (de tăiere) a tranzistorului bipolar clasic, cu concentrație uniformă a impurităților în bază, sînt: timpul de tranzit al purtătorilor minoritari de la emitor pînă la colector, capacitatea joncțiunilor și rezistența distribuită a bazei. Factorii enumerați trebuie să aibă valori cît mai mici.

Dintre ei, cea mai mare influență asupra frecvenței limită o are timpul de tranzit t_b , care în cazul tranzistorilor clasici este egal cu timpul de difuzie; pentru micșorarea sa se fabrică tranzistori cu baze foarte subțiri, însă în această direcție apar probleme tehnologice care nu pot fi depășite. O metodă radicală de micșorare a lui t_b este realizarea unor tranzistori cu concentrație neuniformă a impurităților în bază, numiți *tranzistori drift*; acest tip de tranzistori a fost propus de Kroemer în 1953. Referindu-ne la o structură PNP, concentrația donatorilor în bază descreește aproximativ exponențial de la emitor spre colector; astfel de dopări se pot realiza prin metoda difuziei (vezi cap. V). Există mai multe profiluri de dopare a bazei.

Pentru expunerea principiului de funcționare și a teoriei elementare, ne vom referi la o structură P^+N^*P (fig. 3.14, a), unde asteriscul marchează o concentrație neuniformă; pe figură sînt arătate concentrațiile impurităților în emitor, bază și colector, precum și regiunile de trecere ale joncțiunilor. Modelul benzilor energetice la echilibru termodinamic este arătat în figura 3.14, b; se constată că în bază distanța energetică dintre limita inferioară a BC și nivelul Fermi este variabilă, așa cum rezultă din condiția locală de neutralitate electrică. Aplicînd tranzistorului tensiuni normale de polarizare se obține modelul benzilor energetice din figura 3.14, c.

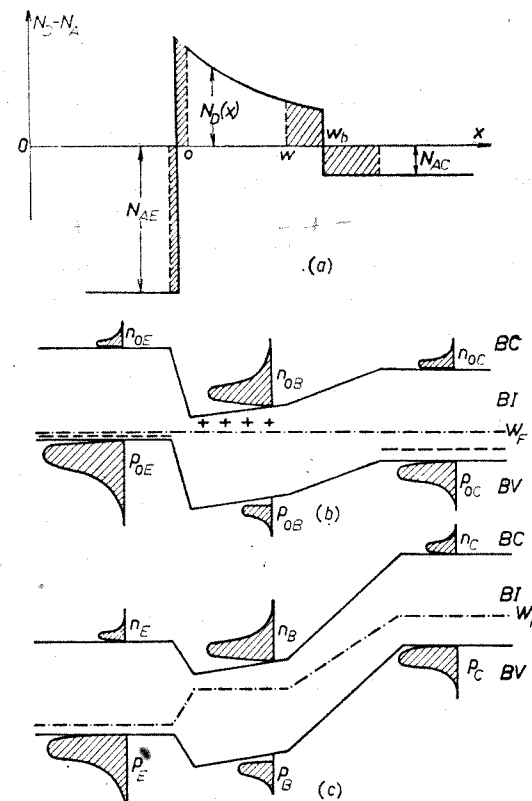


Fig. 3.14. Tranzistorul drift:

a - structura de dopare P^+N^*P ; b - modelul benzilor energetice la echilibru termodinamic; c - același model în cazul polarizării normale.

Concentrația neuniformă a impurităților în bază atrage după sine o concentrație neuniformă a purtătorilor mobili de sarcină (electroni și goli). Deplasarea electronilor spre colector prin difuzie dă naștere unui curent de difuzie; dat fiind că la echilibru termodinamic, curentul electronic prin bază este zero, va trebui să existe o componentă de drift a curentului, de sens invers, care să o compenseze pe cea de difuzie. Într-adevăr, în urma unei deplasări elementare a electronilor spre colector, ionii donori formează o sarcină spațială pozitivă, astfel ia naștere un câmp electric intern E_i îndreptat de la emitor spre colector. Acest câmp va deplasa electronii în sens invers și totodată va acționa asupra golurilor injectate din emitor, accelerându-le spre colector.

III.5.2. Teorie elementară

În cadrul teoriei elementare se fac următoarele ipoteze simplificatoare: 1) impuritățile donoare variază exponențial pe întreaga lărgime a bazei și ca urmare, câmpul electric intern E_i este constant; 2) timpul de tranzit al purtătorilor minoritari prin regiunea de trecere a joncțiunii colector-bază este mult mai mic decât timpul de tranzit prin bază; 3) se consideră valabile ipotezele simplificatoare din teoria Shockley cu privire la tranzistorii bipolari cu concentrația uniformă a impurităților în bază.

Expresia câmpului intern și a potențialului intern. La echilibru termodinamic, curentul electronic prin bază este zero, deci

$$j_n = qn\mu_n E_i(x) + qD_B \frac{dn}{dx} = 0, \quad (3.60)$$

de unde

$$E_i(x) = -V_T \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}. \quad (3.61)$$

În regiunea bazei se poate pune $n \simeq N_D$, $dn = dN_D$; integrând (3.61) pe întreaga lărgime a bazei se obține expresia potențialului intern

$$V_i = \int_0^w E_i(x) dx = V_T \ln \frac{N_0}{N_D(w)}, \quad (3.62)$$

unde N_0 , $N_D(w)$ reprezintă concentrațiile donurilor lângă emitor, respectiv lângă colector. Dacă câmpul intern este constant pe întreaga lărgime a bazei se poate scrie

$$E_i x = -V_T \ln \frac{N_D(x)}{N_0}, \quad E_i w = -V_T \ln \frac{N_D(w)}{N_0}, \quad (3.63)$$

de unde

$$N_D(x) = N_0 e^{-E_i x / V_T}, \quad (3.64)$$

$$N_D(w) = N_0 e^{-E_i w / V_T} = N_0 e^{-V_i / V_T}. \quad (3.65)$$

Ținând seama de (3.64) se poate explica variația cu distanța a intervalului energetic dintre limita inferioară a BC și nivelul Fermi

$$\delta W_N = kT \ln \frac{N_c}{N_D(x)} = kT \ln \frac{N_c}{N_0} + qE_i x. \quad (3.66)$$

Variația concentrației purtătorilor minoritari în bază. Ecuația de continuitate a golurilor în bază este (în cazul unidimensional)

$$\frac{\partial p_B(x, t)}{\partial t} = -\frac{p_B(x, t) - p_n(x)}{\tau_B} - \frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x}, \quad (3.67)$$

unde

$$p_n(x) = n_i^2 / N_D(x) = p_n(0) e^{E_i x / V_T}. \quad (3.68)$$

$$j_p = q\mu_p E_i p_B(x, t) - qD_B \frac{\partial p_B(x, t)}{\partial x}. \quad (3.69)$$

Introducem ultimele două relații în (3.67) și ținând cont că în regim staționar (continuu), $\partial p_B / \partial t = 0$, rezultă

$$\frac{d^2 p_B(x)}{dx^2} - \frac{E_i}{V_T} \frac{dp_B(x)}{dx} - \frac{p_B(x) - p_n(0) e^{E_i x / V_T}}{L_B^2} = 0. \quad (3.70)$$

O soluție aproximativă a ecuației (3.70) se poate obține considerind $p_B(x) \gg p_n(x)$; rezultă astfel

$$\frac{d^2 p_B(x)}{dx^2} - \frac{E_i}{V_T} \frac{dp_B(x)}{dx} - \frac{p_B(x)}{L_B^2} = 0 \quad (3.71)$$

Punind condițiile la limită

$$\left. \begin{aligned} p_B(0) &= p_n(0) e^{V_{EB} / V_T}, \\ p_B(w) &= p_n(0) e^{E_i w / V_T} e^{V_{CB} / V_T} \simeq 0, \end{aligned} \right\} \quad (3.72)$$

se obține soluția

$$p_B(x) = p_n(0) e^{E_i w / V_T} e^{V_{EB} / V_T} \frac{\text{sh}[(w-x)/L_0]}{\text{sh}(w/L_0)}, \quad (3.73)$$

unde s-a notat

$$\frac{1}{L_0^2} = \frac{1}{L_B^2} + \frac{1}{L_T^2}; \quad L_T = \frac{2V_T}{E_i}. \quad (3.74)$$

Reprezentînd grafic relația (3.73) se constată că variația concentrației golurilor în baza tranzistorului drift (fig. 3.15, curba 1), diferă total de cea întâlnită la tranzistorii cu concentrație uniformă a impurităților în bază (curba 2). Pe cea mai mare parte a bazei, $p_B(x)$ este constant și deplasarea golurilor se datorește câmpului intern E_i ; numai pe o mică porțiune în apropierea colectorului, unde există un gradient de concentrație important, intervin și procesele de difuzie.

Timpul de tranzit are expresia (ținînd cont de 3.63)

$$t_b = \frac{w}{v} = \frac{w}{\mu_p E_i} = \frac{w^2}{D_B \ln[N_0 / N_D(w)]} \quad (3.75)$$

și este mult mai mic decât la tranzistorul bipolar clasic.

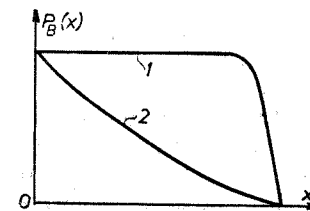


Fig. 3.15. Variația concentrației golurilor în baza tranzistorului drift.

Principalele particularități ale tranzistorului drift *PNP* pot fi rezumate astfel:

a) existența cîmpului intern E_i , accelerator pentru golurile care se deplasează spre colector, micșorează timpul de tranzit prin bază, ducînd la o mărire de 3÷4 ori a frecvenței limită;

b) întrucît baza este slab dopată în apropierea colectorului, capacitatea de barieră C_{bc} este foarte mică; concentrația de dopare crește exponențial spre emitor, drept urmare va avea loc o slabă influență a tensiunii V_{CB} asupra lărgimii efective a bazei (efect Early neînsemnat). De asemenea, baza fiind suficient de puternic dopată în limitele lărgimii efective, rezistența distribuită r_{bb} are valori mici, fapt ce duce la mărirea frecvenței limită;

c) ca urmare a concentrației mari a donurilor în apropierea emitorului, tranzistorul drift prezintă unele neajunsuri: crește capacitatea de barieră C_{be} ; lărgimea regiunii de trecere emitor-bază devine foarte mică, fapt ce duce la micșorarea tensiunii inverse de străpungere a acestei joncțiunii; are loc micșorarea eficienței emitorului, astfel încît spre deosebire de tranzistorii bipolari clasici, unde α_0 era determinat în principal de β_{t0} ($\gamma_0 \simeq 1$), la tranzistorii drift, α_0 este determinat în special de γ_0 ($\beta_{t0} \simeq 1$);

d) prezența cîmpului E_i micșorează recombinările de suprafață. Studiul complet al tranzistorilor drift poate fi găsit în lucrarea [3].

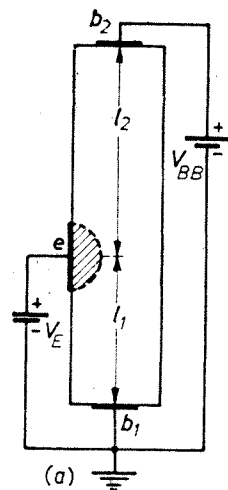


Fig. 3.16. Tranzistorul unijoncțiune (TUI):

a - structură fizică;
b - simbol de reprezentare.

Funcționarea TUI se bazează pe modularea conductivității dintre emitor și bază de către tensiunea aplicată pe emitor. Presupunem că între cele două baze este aplicată tensiunea V_{BB} , deci la nivelul emitorului, potențialul locului este ηV_{BB} , unde $\eta = R_1/(R_1 + R_2)$; R_1 , R_2 sînt rezistențele barei

de Si pe porțiunile l_1 , l_2 . Atît timp cît $V_E \leq \eta V_{BB}$, joncțiunea emitor-bază 1 este polarizată invers și prin circuitul de intrare circulă un curent invers mic, așa cum se arată în caracteristica voltamperică de intrare (fig. 3.17, a); crescînd treptat tensiunea aplicată pe emitor se ajunge la situația $V_E > \eta V_{BB}$, joncțiunea emitor-bază 1 se polarizează direct și o mare cantitate de goli este injectată din emitor în bara de Si. Aceste goli se deplasează spre bază 1 sub influența cîmpului electric și în regiunea dintre emitor și bază 1 are loc creșterea conductivității pe măsura creșterii curentului I_E ; datorită creșterii conductivității, scade tensiunea între emitor și bază 1, astfel pe caracteristică va exista o porțiune de rezistență negativă a - b. Urmează apoi porțiunea de saturație b - c, unde curentul este limitat numai de rezistența ohmică de volum și de recombinările de suprafață și de volum.

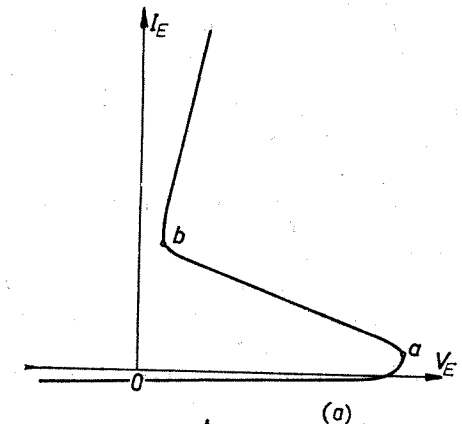


Fig. 3.17. Tranzistorul TUI:
a - caracteristica statică de intrare; b - schema echivalentă simplificată.

III. 7. TIRISTORI

III.7.1. Construcție, funcționare, caracteristici statice

Structurile formate din patru regiuni, *PNPN* (trei joncțiuni cuplate între ele prin intermediul purtătorilor minoritari) constituie dispozitive cu două stări de echilibru stabil: prima stare este caracterizată prin curenți mici și tensiuni mari, a doua stare este caracterizată prin tensiuni mici și curenți mari. Comutarea dintr-o stare în cealaltă este determinată de existența unei reacții interne pozitive a cărei valoare depinde de construcția dispozitivului și de regimul de funcționare. În practică, dispozitivele cu patru regiuni se utilizează pentru redresarea curentului alternativ și pentru comutarea curenților de mare intensitate.

Există mai multe variante constructive de tiristori care diferă prin geometria (dimensiunile) regiunilor și a joncțiunilor, prin rezistivitatea materialului și profilul concentrației impurităților, prin amplasarea și forma electrozilor. Cea mai largă răspîndire au căpătat-o dispozitivele cu trei terminale (borne), care sînt cunoscute sub denumirea de redresor cu semiconductori comandat (Semiconductor-Controlled Rectifier, SCR) sau tiristor; ultima denumire provine de la analogia funcțională cu tiratronul (Thyratron Transistor = Thyristor). Dispozitivele *PNPN* cu două borne se numesc diode

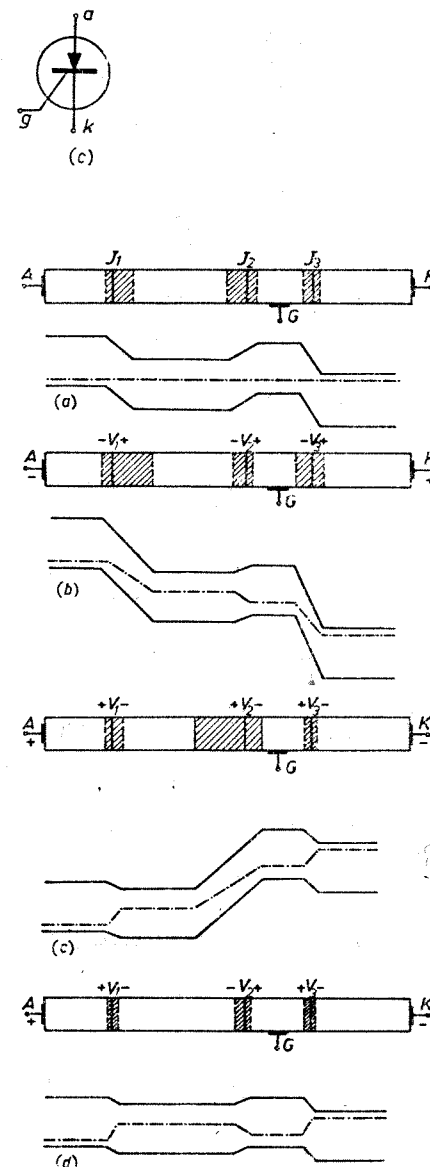
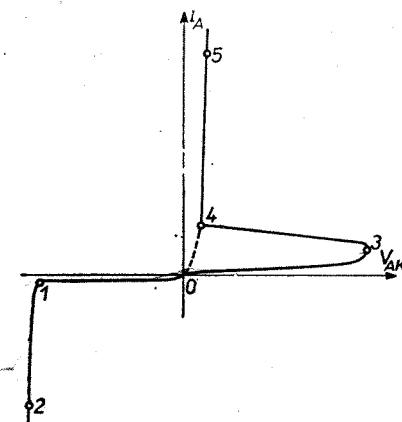
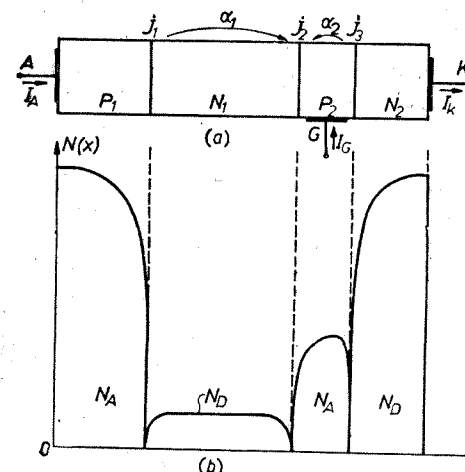
Shockley și au principiul de funcționare analog cu al tiristorului. Ideea construcției comutatorului de curent sub forma unei structuri $PNPN$ este emisă de Shockley în 1950; primele construcții industriale sînt realizate în 1956 de J. Moll și colaboratorii.

Construcția unui tiristor tipic este arătată în figura 3.18, a; dacă se înlătură electrodul de comandă G se obține o diodă Shockley, iar dacă se mai adaugă un electrod de comandă G_2 dispus pe regiunea N_1 se obține un dispozitiv $PNPN$ generalizat. Profilul de dopare arătat în figura 3.18, b se realizează prin difuzii repetate într-o plăcuță inițială de tip N , care formează regiunea N_1 . Simbolul de reprezentare a tiristorului este arătat în figura 3.18, c.

Caracteristica voltamperică statică a tiristorului este arătată în figura 3.19 și poate fi explicată făcînd apel la modelul benzilor energetice (fig. 3.20). Cînd nu se aplică tensiuni externe, structura se află la echilibru termodinamic (fig. 3.20, a) și se obține punctul 0 de pe caracteristica statică. Aplicînd o tensiune inversă (— pe anod și + pe catod), joncțiunile J_1, J_3 se polarizează invers, iar joncțiunea J_2 se polarizează direct (fig. 3.20, b) și prin dispozitiv va trece un curent invers de valoare mică; se obține astfel porțiunea 0—1 pe caracteristica statică, numită regiune de blocare inversă. Mărin­ d tensiunea inversă poate surveni străpungerea electrică a joncțiunilor J_1, J_3 , obținîndu-se porțiunea 1—2 de pe caracteristică. Aplicînd o tensiune directă (+ pe anod și — pe catod) deosebim două cazuri: 1) regiunea de blocare directă corespunzătoare porțiunii 0—3 de pe caracteristica statică; modelul benzilor energetice este arătat în figura 3.20, c, de unde se observă că joncțiunile J_1, J_3 sînt polarizate direct, iar joncțiunea J_2 este polarizată invers. Tensiunea aplicată la borne este $V_{AK} = V_1 + V_2 + V_3$, iar curentul prin dispozitiv este mic; 2) ajungînd în punctul 3 de pe caracteristică, are loc comutarea tiristorului urmînd porțiunea de rezistență negativă 3—4 și apoi regiunea de deblocare directă 4—5, cînd toate joncțiunile sînt polarizate direct (fig. 3.20, d). În regiunea de deblocare directă avem $V_{AK} = V_1 - |V_2| + V_3$, iar curentul prin dispozitiv este foarte mare fiind limitat de elementele circuitului extern.

Pe caracteristica statică deosebim două puncte importante: a) punctul 3 unde începe comutarea directă; din condiția $dV_{AK}/dI_A = 0$ determinăm coordonatele acestui punct (V_a, I_a) care reprezintă tensiunea și curentul de comutare; b) punctul 4 unde se termină procesul de comutare directă; din condiția $dV_{AK}/dI_A = 0$ determinăm coordonatele acestui punct (V_m, I_m) care reprezintă tensiunea și curentul de menținere a stării de deblocare directă. Începînd de la punctul 4, curentul depinde exponențial de tensiunea aplicată.

Observăm că la polarizări directe, tiristorul se comportă ca un dispozitiv bistabil care comută de la starea de curent mic (rezistență mare) la starea de curent mare (rezistență mică) și viceversa. Explicarea procesului de comutare a tiristorului constituie o problemă dificilă. Pentru a înțelege fenomenele de bază, vom considera că structura $P_1N_1P_2N_2$ din figura 3.18, a este echivalentă cu doi tranzistori bipolari: primul, $P_1N_1P_2$, are cîștigul de curent α_1 , al doilea, $N_2P_2N_1$, are cîștigul de curent α_2 ; prin urmare, joncțiunea J_2 constituie joncțiunea colector-bază concomitent pentru ambii tranzistori.



Pornind de la acest model al tiristorului (fig. 3.21, a) expunem, în mod simplificat, principiul de funcționare.

Tranzistorul $T_1(P_1N_1P_2)$ are baza conectată la colectorul tranzistorului $T_2(N_2P_2N_1)$, iar baza tranzistorului T_2 este conectată la colectorul tranzistorului T_1 . Ca urmare, în funcționarea tiristorului poate avea loc un proces regenerativ de comutare când bucla de reacție pozitivă are câștigul total mai mare decât unitatea. Reprezentarea simbolică a modelului din figura 3.21, a este arătată în figura 3.21, b, pentru care sînt valabile relațiile

$$I_{B1} = (1 - \alpha_1)I_A - I_{CO1}, \quad (3.76)$$

$$I_{C2} = \alpha_2 I_K + I_{CO2}. \quad (3.77)$$

Ținînd cont că $I_{B1} = I_{C2}$ și $I_K = I_A + I_G$, din ultimele două relații rezultă

$$I_A = \frac{\alpha_2 I_G + I_O}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (3.78)$$

Fig. 3.21. a — Echivalența tiristorului cu doi tranzistori; b — simbol de reprezentare.

mici) și tiristorul se află în starea de blocare; cînd coeficienții α_1 și α_2 cresc astfel încît este satisfăcută relația $\alpha_1 + \alpha_2 \geq 1$, curentul I_A ia valori foarte ridicate, prin urmare tiristorul comută în starea de conducție (deblocare directă). Rezultă de aici concluzia foarte importantă pentru construcția și funcționarea tiristorului, anume că α_1 și α_2 trebuie să fie mărimi variabile ale căror valori să poată fi controlate cu ajutorul diferiților factori: curentul din dispozitiv, tensiunea aplicată, curentul din electrodul de comandă, temperatura, radiația incidentă etc. Principalii factori de variație a coeficienților α_1 și α_2 sînt: eficiența emitorului γ , coeficientul de transport β , multiplicarea în avalanșă.

III.7.2. Variante constructive (triacuri)

Un neajuns important al tiristorilor cu patru regiuni (inclusiv diode Shockley) este faptul că pot conduce numai într-un singur sens. Dat fiind că în schemele de comandă și comutare a curentilor apare necesitatea conducției în ambele sensuri, au fost construite dispozitive ale căror caracteristici voltamperice sînt simetrice în raport cu originea.

În cazul diodelor Shockley, conducția în ambele sensuri se poate asigura cu ajutorul structurii din figura 3.22, a numită *diac*, care constă, în principiu, din două secțiuni PNPN conectate în paralel: catodul secțiunii I, — $P_1N_2P_2N_3$ —, este conectat cu anodul secțiunii II, — $P_2N_2P_1N_1$ —, iar catodul secțiunii II este conectat cu anodul secțiunii I. Caracteristica statică

completă este arătată în figura 3.22, b. În unele variante, curentul I_A prin dispozitiv poate fi reglat prin suprapunerea parțială a regiunilor N_1 , N_3 pe o anumită lungime x_0 . Simbolul de reprezentare al acestui dispozitiv este arătat în figura 3.22, c.

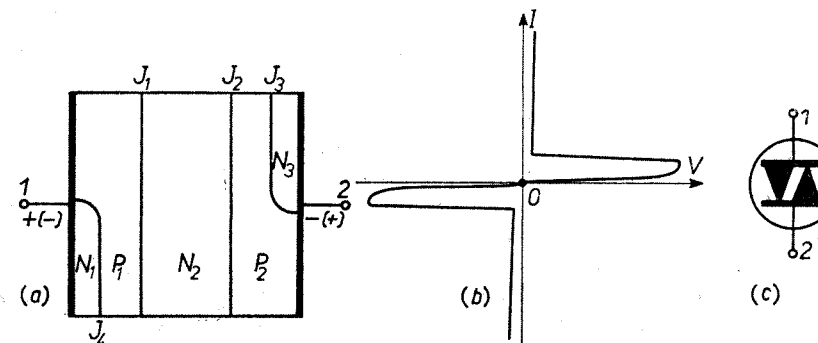


Fig. 3.22. Diacul:

a — structură fizică; b — caracteristică voltamperică statică; c — simbol de reprezentare.

În cazul tiristorilor există, în principal, trei posibilități constructive de a realiza dispozitive cu conducție în ambele sensuri (*triac*): 1) utilizarea electrozilor de comandă cu injecție, — se formează o joncțiune suplimentară cu regiunea la care este conectat; 2) utilizarea electrozilor de comandă amplasați în apropierea anodului; 3) suprapunerea parțială a anumitor regiuni. În toate cazurile, dispozitivul poate conține 5 ÷ 7 regiuni distincte, de diferite mărimi și forme, iar caracteristicile voltamperice statice sînt simetrice în raport cu originea.

Exemple de construcții sînt arătate în figura 3.23. Prima variantă conține 6 regiuni (fig. 3.23, a) și poate fi adusă în starea de deblocare prin aplicarea pe electrodul G a unei tensiuni pozitive în raport cu electrodul 1, indiferent de sensul tensiunii aplicate pe electrozii 1, 2, care pot juca pe rînd rolul de

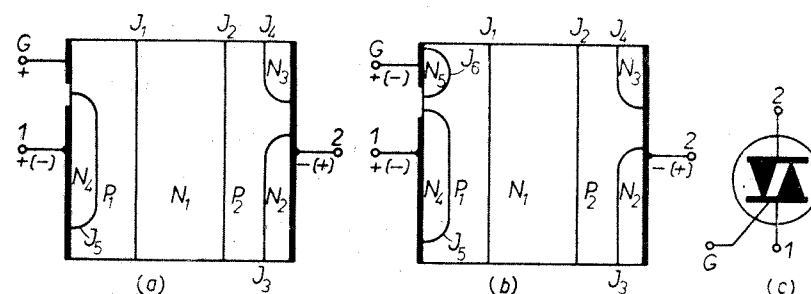


Fig. 3.23. Triacul:

a — structură cu 6 regiuni; b — structură cu 7 regiuni; c — simbol de reprezentare.

anod sau catod. A doua variantă conține 7 regiuni (fig. 3.23, b) și are avantajul că poate fi comandată fie cu tensiuni pozitive, fie cu tensiuni negative (impulsuri sau salturi) aplicate pe electrodul G, indiferent de sensul tensiunii aplicate pe electrozii 1, 2. Simbolul de reprezentare al triacului este arătat în figura 3.23, c.

Capitolul IV

TRANZISTORI CU EFECT DE CÎMP

IV.1. INTRODUCERE

În dispozitivele semiconductoare *unipolare*, la conducția curentului electric participă un singur tip de purtători, fie electroni, fie goluri; din această categorie fac parte tranzistorii cu efect de câmp, diodele Gunn, diodele Read. Deci, *tranzistorul cu efect de câmp* este un dispozitiv semiconductor unipolar cu trei terminale în care controlul curentului ce trece prin dispozitiv se efectuează cu ajutorul unui câmp electric ce modulează conductanța canalului de trecere a curentului. Dat fiind că nu există încă o terminologie unanim acceptată, pentru această categorie de dispozitive vom utiliza fie denumirea de TEC (tranzistor cu efect de câmp), fie denumirea FET provenită din limba engleză (Field Effect Transistor).

Cea mai simplă construcție de tranzistor TEC în varianta propusă de Shockley este arătată în figura 4.1 și constă din: o bară semiconductoră de tip *N*, care constituie *canalul*; la capetele canalului sunt fixate două contacte ohmice numite *sursă* (*S*) și *drenă* (*D*); pe o anumită porțiune, canalul este înconjurat de o regiune de tip *P*, care constituie electrodul *poartă* *G* (uneori, acest electrod este denumit *grilă*). Aplicând tensiunea V_D între drenă și sursă, prin canal trece un curent de drenă I_D datorat electronilor, a cărui valoare poate fi reglată cu ajutorul tensiunii V_G aplicate pe poartă.

În literatura de specialitate, tranzistorii TEC sînt împărțiți în trei grupe: 1) tranzistori cu poartă joncțiune TECJ sau JFET (Junction FET), la care poarta și bara semiconductoră formează o joncțiune *PN*; în regim normal de funcționare, joncțiunea este polarizată invers. Acest tip de tranzistori este propus de Shockley în 1952; 2) tranzistori cu poartă izolată TECMI sau IGFET (Insulated Gate FET), la care poarta este izolată de bara semiconductoră printr-un strat izolant foarte subțire. Dacă izolatorul este constituit dintr-un strat de oxizi (de obicei, bioxid de siliciu SiO_2), denumirea devine TECMI sau MOSFET (Metal-Oxide-Semiconductor FET). Acest tip de tranzistor este propus de Khang și Atalla în 1960 și a căpătat o foarte mare răspîndire în aparatura electronică; 3) tranzistori cu straturi subțiri TSS sau TFT (Thin Film Transistor) propuși de Weimer în 1961. Din punct de vedere

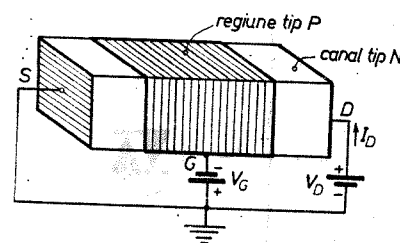


Fig. 4.1. Structura generală a tranzistorului TEC (variante Shockley).

structural, TSS este analog cu TECMI, însă este realizat sub formă de straturi subțiri policristaline depuse pe suporturi izolatoare.

În acest capitol se prezintă construcția, funcționarea, teoria elementară și parametrii tranzistorilor cu efect de câmp. Un studiu detaliat al acestor tranzistori poate fi găsit de cititor în lucrările [1, 2, 9, 10].

IV.2. TRANZISTORI TECJ

IV.2.1. Construcție și funcționare

Un exemplu de construcție utilizată în majoritatea tranzistorilor TECJ actuali este arătată în figura 4.2, a. Pe un substrat semiconductor de tip *P*, numit adesea *bază*, se realizează succesiv o regiune de tip *N* care consti-

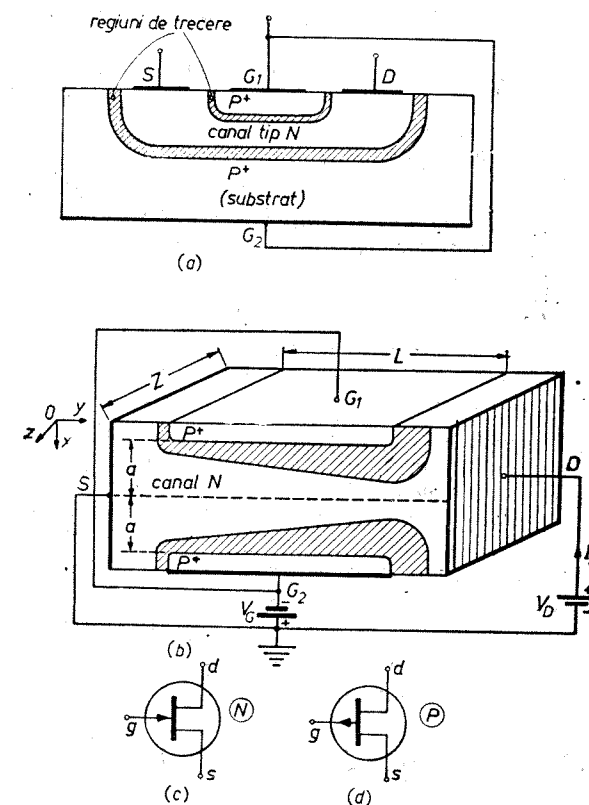


Fig. 4.2. Tranzistorul TECJ:

a — exemplu de construcție; b — model fizic simplificat; c și d — simboluri de reprezentare.

tuie canalul propriu-zis și din nou o regiune de tip *P* care constituie poarta G_1 . La capetele canalului se fixează contactele ohmice care vor constitui sursa *S* și drenă *D*. De fapt, substratul de tip *P* (baza) constituie de asemenea o poartă notată cu G_2 și în multe construcții, porțile G_1 și G_2 sînt conectate împreună. Regiunile de tip *P* sînt puternic dopate față de regiunea *N*, astfel între porți și canal se constituie joncțiuni de tipul P^+N .

La fel ca alte dispozitive semiconductoare cu trei terminale, tranzistorii TEC pot funcționa în trei conexiuni fundamentale: sursă comună (SC), poartă comună (GC) și drenă comună (DC). Mai utilizată în practică este conexiunea

SC, astfel vom considera că sursa reprezintă punctul de referință pentru diferite tensiuni aplicate. În regimul normal de funcționare al tranzistorilor TECJ cu canal N (fig. 4.2, a), pe poartă se aplică o tensiune V_G negativă, iar pe drenă o tensiune V_D pozitivă. În cazul tranzistorilor TECJ cu canal P , tensiunea V_G este pozitivă, iar V_D este negativă.

Pentru urmărirea funcționării tranzistorilor TECJ, ne vom referi la modelul fizic simplificat din figura 4.2, b . Canalul este cuprins între două regiuni de sarcină spațială (de trecere) formate din porțile G_1, G_2 conectate la același potențial și canalul N . Ca urmare a faptului că joncțiunile sînt puternic asimetrice, regiunile de trecere se întind în special în interiorul canalului; regiunile de trecere din interiorul porților sînt foarte înguste și întrucît ele nu influențează funcționarea tranzistorului, vor fi neglijate în viitor. Lărgimea tehnologică a canalului este $2a$, iar adîncimea sa este Z . Simbolurile de reprezentare cele mai uzuale ale tranzistorilor TECJ cu canal N , respectiv canal P sînt arătate în figura 4.2, c, d .

În figura 4.3 sînt arătate secțiuni longitudinale într-un tranzistor cu canal N pentru diferite valori ale tensiunilor V_G și V_D ; regiunile de trecere în interiorul canalului sînt hașurate.

Dacă $V_G = 0, V_D = 0$ (fig. 4.3, a), regiunile de trecere în lungul canalului au aceeași lărgime; prin dispozitiv nu circulă curent.

Mentîinînd în continuare $V_D = 0$ și dînd lui V_G o valoare negativă de cîțiva volți, regiunile de trecere se lărgesc uniform pe toată lungimea canalului (joncțiunile sînt polarizate invers); are loc o îngustare a canalului, iar prin dispozitiv nu circulă curent. Crescînd în continuare tensiunea negativă V_G , se ajunge la situația cînd regiunile de trecere ale celor două joncțiuni poartă-canal se unesc, astfel lărgimea efectivă a canalului devine zero; această valoare particulară a tensiunii de poartă se numește *tensiune de prag* sau *tensiune de penetrație totală* și se notează V_P . Cînd $V_G = V_P$, curentul de drenă este zero, indiferent de valoarea tensiunii V_D .

Considerăm acum cazul cînd $V_G = 0$, iar pe drenă se aplică o tensiune pozitivă. Prin canal circulă un curent I_D și datorită căderii de tensiune în lungul canalului, tensiunea de polarizare inversă a joncțiunilor poartă-canal variază cu distanța; drept urmare, și lărgimile regiunilor de trecere

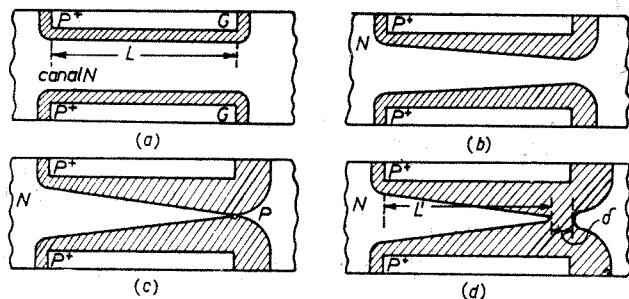


Fig. 4.3. Secțiuni longitudinale ale canalului tranzistorului TECJ cu canal de tip N :

$a - V_G = 0, V_D = 0$; $b - V_G = 0, V_D > 0$; $c -$ atingerea saturației: $V_G = 0, V_D = V_{DSO}$; $d -$ efectul de scurtare a canalului. $V_D > V_{DSO}$

variază în lungul canalului, fiind mai mari în apropierea drenei, unde canalul este mai pozitiv (fig. 4.3, b). Pentru valori relativ mici ale tensiunii de drenă, între curentul I_D și tensiunea V_D există o dependență aproximativ

liniară (fig. 4.4, porțiunea inițială a curbei 1). Crescînd în continuare tensiunea V_D , crește curentul I_D și lărgimile regiunilor de trecere, în special în apropierea drenei, unde lărgimea efectivă a canalului se micșorează foarte mult. Rezistența electrică a canalului crește, ceea ce face ca rata de creștere a curentului în funcție de V_D să scadă. Cînd tensiunea V_D ajunge la o valoare V_{DSO} pentru care regiunile de trecere se unesc în punctul P_0 din apropierea drenei (fig. 4.3, c), se spune că tranzistorul funcționează în *regim de saturație* și are loc strângerea canalului; V_{DSO} se numește *tensiune de saturație*, iar curentul de drenă corespunzător se numește *curent de saturație*, notîndu-se I_{DSO} . Luînd $V_D > V_{DSO}$, punctul P_0 suferă o deplasare ușoară spre sursă, avînd loc *efectul de scurtare a canalului* (fig. 4.3, d); lungimea canalului devine $L' = L - \delta$, unde δ este lungimea porțiunii strângute, în care se întinde

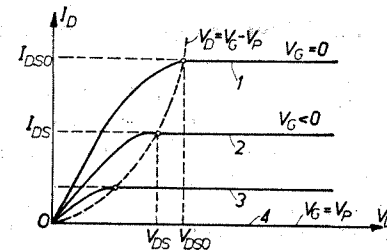


Fig. 4.4. Familie de caracteristici statice ale tranzistorului TECJ avînd pe V_G parametru; $V_{DS} = V_G - V_P$.

regiunea de sarcină spațială (de trecere) situată între canal și regiunea N neutră de lîngă drenă. Deși se realizează închiderea (strângerea) canalului, pentru tensiuni $V_D > V_{DSO}$ curentul I_D nu devine zero, ci rămîne aproximativ constant (fig. 4.4, curba 1) și egal cu I_{DSO} (în realitate, în regimul de saturație, curentul de drenă prezintă o ușoară creștere în funcție de V_D). Explicarea acestei situații comportă unele dificultăți. Curentul continuă să circule, presupunîndu-se că purtătorii traversează regiunea de sarcină spațială unde este localizat un cîmp electric intens, la fel cum se întîmplă în regiunea de trecere colector-bază de la tranzistorul bipolar. Valoarea curentului I_D este aceeași în porțiunea deschisă a canalului L' și în porțiunea închisă δ . Pe porțiunea deschisă a canalului este aplicată tot timpul tensiunea V_{DSO} , iar la bornele porțiunii închise apare tensiunea $\Delta V = V_D - V_{DSO}$; datorită tensiunii ΔV , în regiunea de sarcină spațială ia naștere un cîmp electric de mare intensitate și drept urmare, electronii din porțiunea deschisă a canalului traversează regiunea δ , menținînd curentul I_D aproximativ constant și egal cu cel din canalul deschis care este I_{DSO} .

Luăm în considerare acum cazul cînd pe poartă se aplică o tensiune negativă de cîțiva volți ($V_G < V_P$), iar V_D ia valori pozitive crescătoare. Pentru tensiuni V_D foarte mici, curentul de drenă depinde liniar de V_D (porțiunea inițială a curbei 2 din fig. 4.4); apoi urmează porțiunea în care rata de creștere a curentului I_D scade. Fiînd prezentă tensiunea negativă de polarizare, lărgimea inițială (pentru $V_D = 0$) a canalului este mai mică și pentru aceleași valori ale tensiunii V_D rezultă curenți I_D mai mici față de cazul $V_G = 0$. Ca urmare, și valoarea tensiunii de drenă V_{DS} pentru care are loc închiderea canalului va fi mai mică; condiția de saturație se realizează cînd tensiunea de drenă ia valoarea $V_{DS} = V_G - V_P$. La tranzistorii TECJ cu canal N , V_G și V_P sînt negative, iar în regiunile normale de funcționare, $V_G < V_P$, prin urmare V_{DS} este totdeauna pozitiv; numai cînd $V_G = V_P$ avem $V_{DS} = 0$ și canalul este efectiv blocat, iar curentul prin dispozitiv este zero (curba 4 din fig. 4.4). Curba punctată din figura 4.4 desparte regimul nesaturat de cel saturat. Tensiunea și curentul de saturație corespunzătoare cazului $V_G = 0$ se notează V_{DSO} , respectiv I_{DSO} .

În concluzie trebuie subliniate două particularități importante ale tranzistorului TECJ: 1) conductanța canalului este comandată de un câmp electric; 2) în interiorul canalului, purtătorii de sarcină au o mișcare de drift; procesele de difuzie pot fi neglijate.

IV.2.2. Lărgimea regiunii de trecere. Tensiunea de prag

În cadrul studiului analitic care urmează pentru determinarea lărgimii regiunii de trecere și a tensiunii de prag, a expresiei curentului și parametrilor tranzistorilor TECJ se presupune că tranzistorul satisface următoarele condiții: 1) porțile G_1 , G_2 sînt identice și conectate împreună, astfel încît structura este simetrică în raport cu mijlocul canalului; 2) concentrația impurităților în interiorul canalului este mult mai mică decît în regiunile porților, astfel între poartă și canal se formează joncțiuni P^+N abrupte. În regim normal de funcționare, aceste joncțiuni sînt polarizate invers și se neglijează efectul curentilor inversi; 3) mobilitatea purtătorilor în canal este constantă, independentă de intensitatea câmpului electric; 4) limitele regiunilor de trecere sînt abrupte fiind marcate de punctele x_{p1} , x_{n1} , x_{p2} , x_{n2} (fig. 4.5, a); în această figură s-a presupus că în interiorul canalului și în porți concentrațiile impurităților sînt constante; 5) se presupune valabilă *aproximația graduală* în cadrul căreia se admite că canalul avînd lărgimea tehnologică $2a$ cuprinde două regiuni: a) regiunea de sarcină spațială (porțiunea hașurată din fig. 4.5, b) în limitele căreia câmpul electric este perpendicular pe joncțiune, adică este prezentă numai componenta E_x ; b) regiunea de conducție pe unde circulă curentul, în limitele căreia câmpul electric este paralel cu axa canalului, adică este prezentă numai componenta E_y . Aproximația graduală

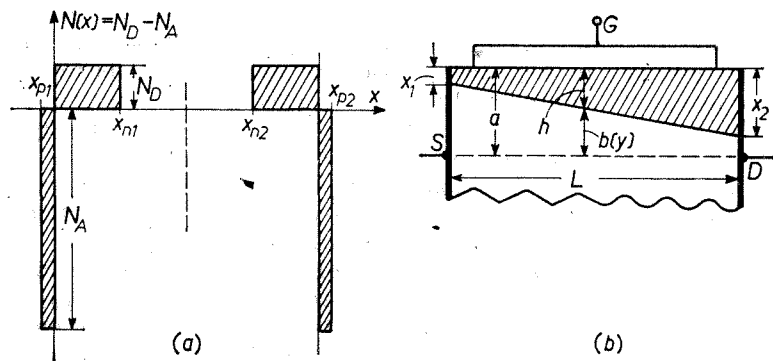


Fig. 4.5. a — Structura simplificată a tranzistorului TECJ; b — aproximarea graduală.

mația graduală poate fi admisă numai cînd lărgimea regiunilor de trecere variază lent în lungul axei y .

Tensiunea totală de polarizare inversă a joncțiunii P^+N notată cu $V_i(y)$ este variabilă cu distanța avînd expresia $V_i(y) = V_G - V_c(y)$, unde $V_c(y)$ reprezintă căderea de tensiune în lungul canalului, între sursă și un punct

arbitrar y . Lărgimea regiunii de trecere a joncțiunii abrupte ideale și puternic asimetrice are expresia

$$x = \left\{ \frac{2\epsilon[V_i(y) + V_b]}{qN_D} \right\}^{1/2}, \quad (4.1)$$

unde V_b este potențialul de difuzie. În cazul modelului simplificat din figura 4.5, b se poate scrie

$$x_1 = \left\{ \frac{2\epsilon[V_i(0) + V_b]}{qN_D} \right\}^{1/2} = \left[\frac{2\epsilon(V_G + V_b)}{qN_D} \right]^{1/2}, \quad (4.2)$$

$$x_2 = \left\{ \frac{2\epsilon[V_i(L) + V_b]}{qN_D} \right\}^{1/2} = \left[\frac{2\epsilon(V_G - V_D + V_b)}{qN_D} \right]^{1/2}. \quad (4.3)$$

Trebuie precizat că pentru tranzistorul TECJ cu canal N în conexiune SC, V_D este pozitiv, iar V_G și V_b sînt negative, deci tensiunea totală existentă la limitele regiunii de trecere reprezintă, de fapt, suma acestor tensiuni.

Dacă în (4.3) facem $x_2 = a$ și considerăm $V_D = 0$ se obține

$$V_{PO} = V_P + V_b = \frac{qN_D}{2\epsilon} a^2, \quad (4.4)$$

de unde

$$V_P = V_{PO} - V_b. \quad (4.5)$$

V_{PO} se numește uneori tensiune de închidere (pinch-off), făcîndu-se astfel distincție între V_P și V_{PO} . Exceptînd unele cazuri speciale, vom considera $V_P = V_{PO}$, deoarece în tranzistorii TECJ obișnuiți, V_b are valoarea $0,15 \div 0,3$ V, iar V_P și V_{PO} sînt de ordinul a 10 V.

IV.2.3. Expresia curentului de drenă

Dat fiind că în interiorul canalului purtătorii au o mișcare de drift, densitatea curentului este dată de legea lui Ohm

$$j_y = \sigma(y) E(x, y). \quad (4.6)$$

Ținînd seama de valabilitatea aproximării graduale, în interiorul canalului, câmpul electric va avea numai componentă longitudinală și (4.6) devine

$$j_y = \sigma(y) E_y = -q\mu_n N(x) dV_c(y)/dy, \quad (4.7)$$

unde $N(x)$ reprezintă concentrația impurităților în canal. Aria transversală a întregului canal este $2b(y)Z$, deci curentul de drenă are expresia ($I_D = -I_y$)

$$I_D = 2b(y)Zq\mu_n N_D dV_c(y)/dy \quad (4.8)$$

(s-a presupus o concentrație uniformă).

Pentru a determina lărgimea canalului (a unei jumătăți, fig. 4.5, b) se observă că $b(y) = a - x$; neglijînd pe V_b (deoarece $V_b \ll V_G$), din (4.1) și (4.4) rezultă

$$b(y) = a \left\{ 1 - \left[\frac{V_G - V_c(y)}{V_P} \right]^{1/2} \right\}. \quad (4.9)$$

Introducem (4.9) în (4.8) și efectuăm integrarea în limitele $y = 0$, $V_c(0) = 0$ și $y = L$, $V_c(L) = V_D$; rezultă

$$\int_0^L I_D dy = 2Zq\mu_n N_D a \int_0^{V_D} \left\{ 1 - \left[\frac{V_G - V_c(y)}{V_P} \right]^{1/2} \right\} dV_c(y) \quad (4.10)$$

sau

$$I_D = \frac{2Zq\mu_n N_D a}{L} \left\{ V_D + \frac{2}{3V_P^{1/2}} [(V_G - V_D)^{3/2} - V_G^{3/2}] \right\} \quad (4.11)$$

Expresia (4.11) este valabilă pentru regimul nesaturat, adică

$$|V_G - V_D| \leq |V_P| \quad (4.12)$$

și poate servi pentru calculul caracteristicilor statice în acest regim.

În cazul tensiunilor de drenă foarte mici, expresia curentului de drenă se simplifică în felul următor. Se poate presupune că lărgimea efectivă a canalului variază foarte puțin cu distanța și este determinată în principal de tensiunea de poartă, deci (4.9) devine

$$b = a \left[1 - \left(\frac{V_G}{V_P} \right)^{1/2} \right]; \quad (4.13)$$

în aceste condiții, câmpul electric din interiorul canalului este constant $E_v \simeq -V_D/L$. Curentul de drenă este

$$I_D = \frac{-2Zaq\mu_n N_D V_D}{L} \left[1 - \left(\frac{V_G}{V_P} \right)^{1/2} \right], \quad (4.14)$$

deci curentul I_D depinde liniar de V_D ; când $V_G = V_P$, curentul este zero, indiferent de valoarea lui V_D .

Când se realizează egalitatea din (4.12), prin variația lui V_G sau V_D , canalul se închide în apropierea drenei. Presupunind pe V_G constant, tensiunea V_D care satisface egalitatea (4.12) se numește *tensiune de saturație* și se notează V_{DS} ; curentul de drenă corespunzător se numește *curent de saturație* și se notează I_{DS} . În regimul de saturație, *aproximarea graduală* își pierde valabilitatea. Într-adevăr, din (4.11) rezultă că pentru $|V_G - V_D| > |V_P|$, curentul I_D scade, fapt ce nu corespunde fenomenelor fizice din tranzistorul TECJ. În acest regim, curentul de drenă rămâne aproximativ constant când V_D variază, avînd valoarea egală cu cea atinsă pentru

$$V_D = V_{DS} = V_G - V_P. \quad (4.15)$$

Introducînd această valoare a tensiunii în (4.11) rezultă

$$I_{DS} = I_{DSO} \left[1 - 3 \frac{V_G}{V_P} + 2 \left(\frac{V_G}{V_P} \right)^{3/2} \right], \quad (4.16)$$

unde

$$I_{DSO} = - \frac{2Zaq\mu_n N_D V_P}{3L} \quad (4.17)$$

reprezintă curentul de drenă în regimul de saturație când $V_G = 0$. Tot pentru regiunea de saturație se folosește o expresie aproximativă pentru curentul I_{DS} , care dă rezultate foarte bune în practică [10, 15]

$$I_{DS} = I_{DSO} \left(1 - \frac{V_G}{V_P} \right)^n, \quad (4.18)$$

unde $n = 1,9 \div 2,25$; în mod curent se folosește valoarea $n = 2$.

IV.2.4. Caracteristici statice ale tranzistorilor TECJ

În regim normal de funcționare, jonțiunea poartă-canal este polarizată invers, deci curentul de poartă I_G este zero. Principalele caracteristici statice utilizate în practică sînt: familia caracteristicilor de ieșire $I_D = f(V_D)$ cu V_G parametru și familia caracteristicilor de transfer $I_D = f(V_G)$ cu V_D parametru.

Ne vom opri asupra conexiunii SC ca fiind cea mai răspîdită în montajele curente. Schema pentru trasarea experimentală a celor două familii de caracteristici în cazul unui tranzistor TECJ cu canal N este arătată în figura 4.6. Numai în cazuri cu totul speciale se trasează și caracteristica de reacție inversă $V_G = f(V_D)$ cu I_D parametru.

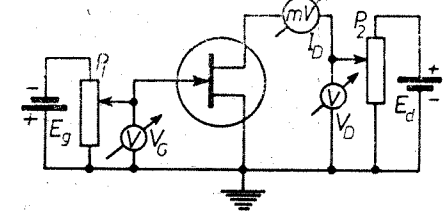


Fig. 4.6. Schema pentru trasarea caracteristicilor statice ale tranzistorului TECJ.

1) *Familia caracteristicilor de ieșire*
 $I_D = f(V_D)$ cu V_G parametru. Facem mai întii câteva considerații cu privire la forma caracteristicilor statice, pe baza relațiilor obținute în paragraful precedent.

În cazul tensiunilor de drenă foarte mici, între I_D și V_D există o relație liniară (4.14), deci caracteristicile sînt drepte ce trec prin origine, a căror pantă

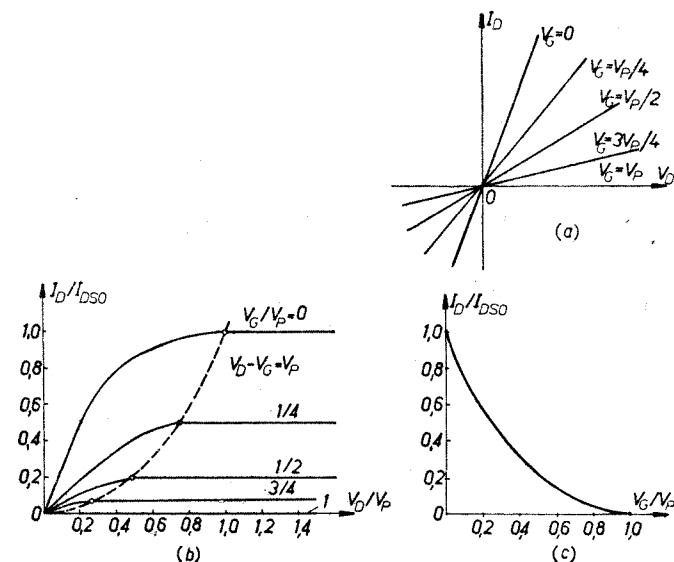
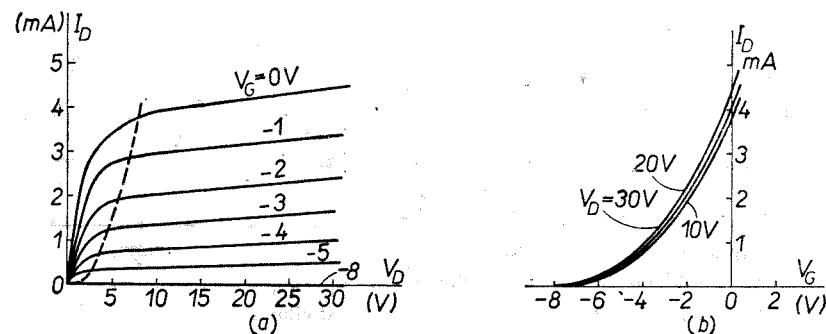


Fig. 4.7. Considerații introductive cu privire la caracteristicile statice ale tranzistorilor TECJ:
a - domeniul tensiunilor mici; b - caracteristici de ieșire normalizate;
c - caracteristici de transfer normalizate.

depinde de valoarea tensiunii aplicate pe poartă (fig. 4.7, a). Din figură se observă că prin tranzistor trece curent și când V_D este negativ, adică sursa și drenea și-au schimbat rolurile.

Pentru valori mai mari ale tensiunii V_D este utilă reprezentarea în coordonate normale a caracteristicilor; curentul se normalizează în raport cu I_{DSO} , iar tensiunile în raport cu V_P (I_{DSO} și V_P sînt parametri de catalog ai tranzistorului). Referitor la caracteristicile de ieșire (fig. 4.7, b)



trebuie precizat că în regimul nesaturat, corespunzător regiunii cuprinse între curba punctată și ordonată, este valabilă relația (4.14). Curba punctată unește punctele de trecere la saturație a caracteristicilor, pentru care are loc egalitatea $V_G - V_D = V_P$; ecuația acestei curbe este

$$I_D = K_1 V_{DS}^2, \quad (4.19)$$

unde $V_{DS} = V_G - V_P$.

În regiunea de saturație, caracteristicile sînt paralele cu abscisa, fiind descrise de relația (4.16) sau (4.18). În schemele de amplificare, tranzistorii TECJ funcționează în regim saturat; dat fiind că în acest regim, curentul I_D este efectiv comandat de către tensiunea V_G , este util de trasat caracteristica normalată de transfer (fig. 4.7, c). Din figurile 4.7, b și 4.7, c se poate vedea semnificația curentului de saturație I_{DSO} , precum și a curenților I_{DS} corespunzători diferitelor tensiuni V_G .

Familia caracteristicilor de ieșire trasată experimental pentru tranzistorul C685 este arătată în figura 4.8, a. Față de caracteristicile teoretice se constată două deosebiri mai importante:

a) în regimul nesaturat, panta caracteristicilor experimentale este mai mică decât a celor teoretice datorită faptului că intervin rezistențele r_S și r_D (fig. 4.9): r_S este rezistența materialului dintre contactul ohmic al sursei și capătul canalului, iar r_D este rezistența materialului dintre contactul ohmic al drenă și capătul canalului. Aceste rezistențe sînt de ordinul zecilor de ohmi, însă influența lor este relativ mare; b) în

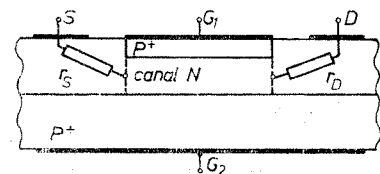


Fig. 4.9. Semnificația fizică a rezistențelor r_D și r_S .

regimul de saturație, curentul I_D nu rămîne constant, ci prezintă o ușoară creștere; de asemenea, saturația survine la tensiuni V_D mai mari decât cele teoretice, $V_{DS} = V_G - V_P$. Două cauze concură la acest efect. În primul

rînd, prezența rezistențelor r_S și r_D , dintre care r_D joacă un rol mai important, tensiunea de saturație devenind

$$V_{DS} = V_G - V_P + I_{DSO} r_D. \quad (4.20)$$

În al doilea rînd, efectul de scurtare a canalului; datorită acestui efect are loc o ușoară scădere a rezistenței pe porțiunea deschisă a canalului, fapt ce produce creșterea curentului I_D . Trebuie de asemenea precizat că caracteristicile de ieșire nu sînt echidistante, în sensul că pentru variații egale ale tensiunii V_G , caracteristicile se îndesesc pe măsură ce V_G se apropie de V_P .

2) Familia caracteristicilor de transfer $I_D = f(V_G)$ cu V_D parametru. Această familie se trasează de obicei pentru regimul de saturație. Dat fiind că în acest regim, curentul I_D este foarte slab influențat de tensiunea V_D , caracteristicile de transfer sînt foarte apropiate între ele (fig. 4.8, b); din această cauză este suficient să se traseze o singură caracteristică corespunzătoare unei tensiuni de drenă mai mare de V_{DSO} .

Pe o anumită porțiune, pentru valori negative mici ale lui V_G , caracteristicile pot fi considerate liniare; pentru tensiuni V_G apropiate de V_P , caracteristicile sînt neliniare prezentînd o porțiune de pantă variabilă. Blocarea totală a tranzistorului necesită tensiuni V_P relativ mari în comparație cu tensiunile V_G curent utilizate la tranzistorul respectiv. Există cazuri cînd tranzistorii TECJ cu canal N funcționează cu tensiuni V_G pozitive (regim de comutare).

IV.2.5. Parametrii tranzistorilor TECJ

În aplicațiile practice ale tranzistorilor este necesar să se cunoască parametrii de semnal mic. În general, parametrii sînt mărimi ce caracterizează legătura dintre variații mici ale tensiunilor și curenților din tranzistor, în jurul unor valori inițiale. Curentul de drenă este funcție de tensiunea de drenă și tensiunea de poartă, $I_D = f(V_G, V_D)$. Fixăm un punct inițial caracterizat prin valorile V_{GQ} , V_{DQ} , I_{DQ} și producem variații mici ale tensiunilor V_G și V_D ; drept urmare, și curentul de drenă va prezenta mici variații în jurul valorii I_{DQ} . Pentru definirea parametrilor de semnal mic (a raporturilor dintre diferitele variații în regim lent variabil în timp) se pleacă de la diferențiala totală a curentului de drenă

$$dI_D = \frac{\partial I_D}{\partial V_G} dV_G + \frac{\partial I_D}{\partial V_D} dV_D. \quad (4.21)$$

1) Transconductanța (conductanța mutuală sau panta) g_m se definește prin raportul

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_G} = \left. \frac{dI_G}{dV_D} \right|_{V_D=\text{const}} \quad (4.22)$$

și se măsoară în mA/V.

2) *Conductanța de drenă* (conductanța de ieșire sau conductanța de canal) g_d se definește prin raportul

$$g_d = \frac{\partial I_D}{\partial V_D} = \left. \frac{dI_D}{dV_D} \right|_{V_G = \text{const}}; \quad (4.23)$$

adesea, în calcule se ia *rezistența de ieșire* $r_d = 1/g_d$.

3) *Factorul de amplificarea static* (în tensiune) μ se definește prin raportul

$$\mu = - \frac{\partial V_D}{\partial V_G} = - \left. \frac{dV_D}{dV_G} \right|_{I_D = \text{const}}. \quad (4.24)$$

Având în vedere că am considerat semnale mici, adică variațiile sînt foarte mici în raport cu valorile inițiale, tranzistorul poate fi considerat un element liniar, fapt ce ne permite să trecem de la diferențiale la creșteri finite, pe care le scriem sub forma valorilor instantanee ale componentelor alternative (vezi cap. VII). Astfel, ținînd seama de ultimele trei relații, (4.21) devine

$$i_d = g_m v_g + g_d v_d. \quad (4.25)$$

Parametrii g_m , g_d și μ nu sînt independenți; între ei există relația evidentă

$$\mu = g_m / g_d = g_m r_d. \quad (4.26)$$

Avînd în vedere expresiile teoretice ale curentului de drenă pentru diferite regimuri, se pot determina expresiile analitice simplificate ale parametrilor. Ne referim întîi la transconductanță. Pentru regimul nesaturat, ținînd cont de (4.11) și relația de definiție rezultă

$$g_m = g_0 \left[\left(\frac{V_G - V_D}{V_P} \right)^{1/2} - \left(\frac{V_G}{V_D} \right)^{1/2} \right], \quad (4.27)$$

unde

$$g_0 = 2aZq\mu_n N_D / L \quad (4.28)$$

reprezintă conductanța canalului tehnologic ($V_G = 0$). În regim de saturație, expresia transconductanței se determină pornind de la relațiile (4.16) și (4.22); rezultă

$$g_{ms} = g_0 [1 - (V_G / V_P)^{1/2}]; \quad (4.29)$$

valori curente $g_{ms} = 0,2 \div 5 \text{ mA/V}$.

Din ultima relație se poate desprinde încă o semnificație a lui g_0 : este transconductanța de saturație cînd $V_G = 0$.

Uneori, în practică, pentru determinarea lui g_{ms} se folosește relația aproximativă (4.18), în care se ia $n = 2$; rezultă

$$g_{ms} = \frac{-2I_{Dso}}{V_P} \left(1 - \frac{V_G}{V_P} \right) = \frac{2g_0}{3} \left(1 - \frac{V_G}{V_P} \right). \quad (4.30)$$

Pentru determinarea conductanței de drenă în regim nesaturat se ține cont de (4.11) și relația de definiție (4.23); rezultă

$$g_d = g_0 \left[1 - \left(\frac{V_G - V_D}{V_P} \right)^{1/2} \right]. \quad (4.31)$$

Dacă tensiunea V_D este foarte mică, ne aflăm în porțiunea liniară a caracteristicilor de ieșire; făcînd $V_D \rightarrow 0$, (4.31) devine

$$g_{din} = g_0 [1 - (V_G / V_P)^{1/2}]. \quad (4.32)$$

Comparînd (4.32) cu (4.29), se observă că transconductanța în regimul de saturație este egală cu conductanța de drenă în regiunea liniară (inițială) a caracteristicilor. Așa cum rezultă din relațiile (4.16) și (4.18), în regim de saturație, conductanța de drenă teoretică este zero; în realitate, așa cum rezultă și din familia caracteristicilor de ieșire experimentale (fig. 4.8, a), $g_{ds} \neq 0$, avînd valori curente cuprinse între $1 \div 50 \text{ } \mu\text{S}$ ($r_{ds} = 2 \cdot 10^4 \div 10^6 \text{ } \Omega$).

Afară de parametri enumerați, în calcule mai precise este necesar să se țină seama și de alți parametri, cum ar fi capacitățile dintre terminale C_{gs} , C_{gd} , C_{ds} și conductanțele de intrare g_{gs} și de reacție g_{ds} . Conductanța de intrare se determină din relația

$$g_{gs} = \partial I_G / \partial V_G, \quad (4.33)$$

unde I_G este curentul invers prin jonțiunea poartă-canal; conductanța de reacție dintre drenă și poartă se determină din relația

$$g_{dg} = \partial I_G / \partial V_D. \quad (4.34)$$

Luînd în considerare numai primii trei parametri, se poate desena o schemă echivalentă simplificată a tranzistorului TECJ (fig. 4.10), descrisă de relația (4.25) și $i_g = 0$; schema echivalentă completă este dată în capitolul XIII.

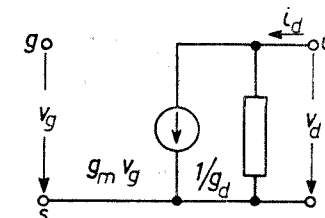


Fig. 4.10. Schema echivalentă simplificată a tranzistorului TECJ.

IV.3. TRANZISTORI TECMOS CU CANAL INDUS (CU STRAT DE INVERSIUNE)

IV.3.1. Construcție și funcționare

Deosebirea esențială a tranzistorilor TECMOS față de TECJ constă în faptul că poarta este izolată electric de substratul semiconductor printr-un strat izolator foarte subțire; din această cauză, acești tranzistori se numesc tranzistori cu efect de câmp cu poartă izolată (Insulated Gate FET = IGFET). Denumirea de TECMOS (MOSFET) precizează faptul că stratul izolator este constituit dintr-un oxid, de obicei SiO_2 , astfel că poarta, izolatorul și substratul semiconductor formează o structură MOS (Metal-Oxide-Semiconductor). Avînd în vedere că stratul de oxizi poate fi înlocuit cu un izolator oarecare, o denumire mai cuprinzătoare pentru tranzistorii cu efect de câmp cu poartă izolată este TECMIS (MISFET, Metal-Insulator-Semiconductor FET). Caracteristica cea mai importantă a tranzistorilor TECMOS este valoarea foarte mare a rezistenței de intrare, care poate ajunge la $r_{gs} = 10^{15} \text{ } \Omega$; în cazul tranzistorilor TECJ, r_{gs} poate ajunge la $10^{10} \text{ } \Omega$.

După modul de formare a canalului conductor între sursă și drenă deosebim două categorii de tranzistori TECMOS: în prima categorie intră tran-

zistorii cu *canal indus* (cu strat de inversiune), în categoria a doua intră tranzistorii cu *canal inițial* (cu strat sărăcit). În paragraful IV.3 se studiază tranzistorii TECMOS cu canal indus; cei cu canal inițial sînt prezentați în paragraful IV.4.

Se consideră un tranzistor TECMOS cu canal indus de tip *N* (substrat de tip *P*), a cărui construcție simplificată este arătată în figura 4.11, *a*. Pe

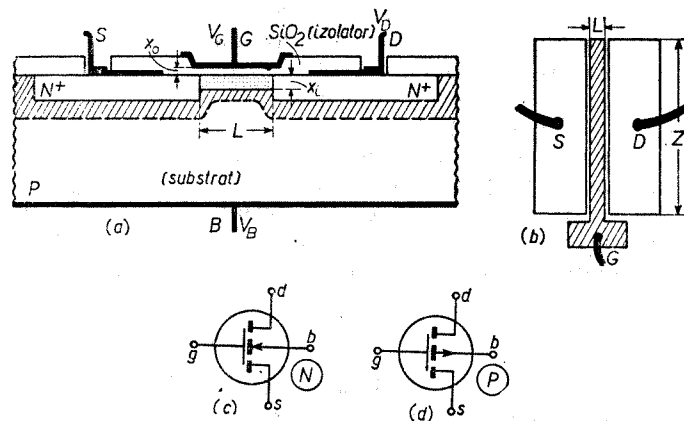


Fig. 4.11. Tranzistorul TECMOS cu canal indus:
a - structura fizică simplificată (canal N); b - vedere care ilustrează dimensiunile canalului; c și d - simboluri de reprezentare.

un substrat de Si tip *P* cu concentrație mică a impurităților se realizează (prin difuzie) două regiuni *N* foarte puternic dopate, care constituie sursa și drenă; între sursă și substrat, respectiv drenă și substrat se formează joncțiuni puternic asimetrice de tipul *N+P*. Se depune apoi un strat izolator de SiO₂ de grosime foarte mică, $x_0 = 50 \div 100 \text{ \AA}$, iar poarta se realizează sub forma unei plăcuțe metalice, de obicei Al. Presupunem conexiunea SC, deci toate tensiunile se evaluează în raport cu potențialul sursei; în regim normal de funcționare, atît pe poarta *G*, cît și pe drenă *D* se aplică tensiuni pozitive în raport cu sursa. Substratul *P*, numit în mod curent *bază* este prevăzut cu un contact ohmic și poate fi conectat la o tensiune oarecare V_B .

În cadrul studiului introductiv pe care-l facem aici, vom presupune că structura MOS, formată din poartă, izolator și substratul semiconductor, este ideală, în sensul că izolatorul este perfect, iar la interfețele structurii și în interiorul stratului izolator nu sînt localizate stări de suprafață și sarcini electrice; de asemenea, se ia $V_B = 0$, adică substratul este conectat la sursă.

Tensiunea pozitivă aplicată pe poartă dă naștere unui cîmp electric în izolator și în substratul semiconductor pe un spațiu mic în apropierea suprafeței de contact cu izolatorul. Cîmpul electric acționează între stratul de sarcini pozitive de pe poartă și un strat de sarcini negative din semiconductor, care este format din ioni negativi acceptori și electronii minoritari. Crescînd tensiunea V_G , crește și intensitatea cîmpului, fapt ce atrage după sine creșterea sarcinii negative din semiconductor; această creștere se face prin acumulare de electroni, deoarece densitatea ionilor acceptori este constantă, fiind egală cu concentrația de dopare. Totodată, golurile sînt îndepărtate din stratul

de suprafață în volumul substratului. Începînd de la o anumită valoare pozitivă a tensiunii V_G se ajunge la situația cînd, în limitele unui strat de grosime x_0 , la suprafața substratului semiconductor concentrația electronilor devine mai mare decît a golurilor, adică $n_s > p_p$ (vezi precizări în IV.3.2). Acest strat de numește *strat de inversiune* sau strat îmbogățit și reprezintă o cale electrică între sursă și drenă. Stratul de inversiune format prin mecanismul descris mai sus se numește *canal indus* de tip *N*. Adîncimea canalului este mult mai mare decît lungimea sa $Z \gg L$ (fig. 4.11, *b*). Între canalul indus și substratul semiconductor se formează o regiune de trecere (*regiunea golită*), care în fapt izolează canalul de substrat. Simbolurile de reprezentare a tranzistorilor TECMOS cu canal indus sînt arătate în figurile 4.11, *c*, *d*.

Trebuie arătat că în substrat, concentrația acceptorilor este foarte mică și drept urmare, condiția de formare a stratului de inversiune $n_s \gg p_p$ se realizează pentru tensiuni V_G relativ mici; astfel, în considerațiile globale se poate admite că pentru tensiuni V_G de cîteva sutimi de volt, canalul indus este deja format. Mai mult, în construcțiile reale, în stratul izolator de SiO₂ există o sarcină inițială pozitivă de densitate Q_{ss} (care se formează în procesul de fabricare); astfel, chiar la $V_G = 0$ există un canal indus și între sursă și drenă poate circula curent. Pentru înlăturarea canalului este necesar să se aplice o tensiune V_G negativă numită *tensiune de prag*, V_P .

Presupunem că pe poartă este aplicată o tensiune V_{G1} pozitivă de cîteva volți, deci între sursă și drenă s-a format un canal indus. Aplicînd și pe drenă o tensiune pozitivă $V_D < V_{G1}$, prin canal circulează curent, prin urmare în lungul canalului există o cădere de tensiune $V_c(y)$, astfel tensiunea rezultantă (efectivă) între poartă și canal este variabilă cu distanța y , $V_{GC}(y) = V_{G1} - V_c(y)$; avem $V_{GC}(0) = V_{G1}$, $V_{GC}(L) = V_{G1} - V_D$. Lățimea canalului indus și densitatea electronilor se micșorează pe măsura apropierii de drenă (fig. 4.12, *a*). La tensiuni V_D suficient de mici se poate admite că lăr-

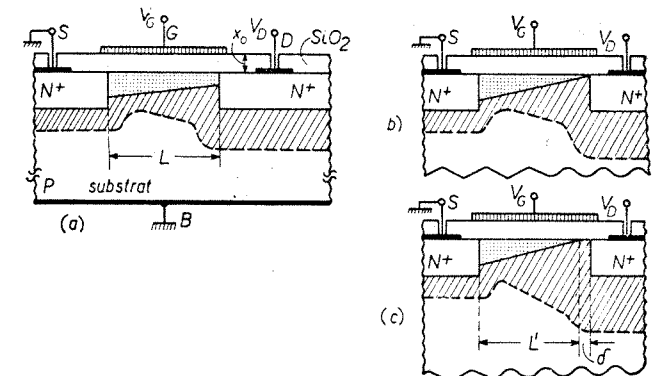


Fig. 4.12. Secțiuni longitudinale ale canalului tranzistorului TECMOS cu canal indus de tip *N*:

a - tensiuni V_D relativ mici;
b - atingerea saturației; c -
- efectul de scurtare a canalului la tensiuni $V_D > V_{DS} = V_G - V_P$.

gimea canalului rămîne aproximativ constantă, avînd conductanța egală cu cea inițială, cînd $V_D = 0$; prin urmare, între curentul și tensiunea de drenă există o dependență liniară (porțiunea inițială a curbei *I*, fig. 4.13). Odată cu creșterea tensiunii V_D , lățimea canalului se micșorează lîngă drenă și rata de creștere a curentului I_D se micșorează (punctul *a* pe curba *I*, fig. 4.13), deoarece conductanța canalului este funcție de V_D . Cînd V_D ajunge la valo-

rea pentru care lărgimea canalului indus devine zero lângă drenă (fig. 4.12, b), se realizează *regimul de saturație*; valorile corespunzătoare ale tensiunii și curentului sînt V_{DS} și I_{DS} (punctul b pe curba 1, fig. 4.13). Pentru tensiuni de drenă $V_D > V_{DS}$ are loc *fenomenul de scurtare a canalului* (fig. 4.12, c), iar curentul I_D rămîne aproximativ constant și egal cu I_{DS} . Lungimea porțiunii deschise a canalului devine $L' = L - \delta$, iar căderea de tensiune pe această porțiune este V_{DS} ; restul de tensiune $\Delta V = V_D - V_{DS}$ este aplicată pe porțiunea strîngută (închisă) a canalului, unde se creează un câmp electric longitudinal care accelerează electronii din porțiunea deschisă spre drenă. În cazul unei tensiuni V_G mai mici se obține curba 2 din figura 4.13.

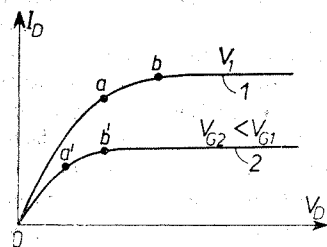


Fig. 4.13. Forma caracteristicilor voltamperice ale tranzistorului TECMOS cu canal indus.

V.3.2. Procese fizice în structura MIS

Structura MIS ideală

Considerăm întâi o structură *MIS* ideală (fig. 4.14, a) formată din plăcuța metalică M , stratul izolator I și substratul semiconductor S (de tip P). Condițiile care definesc o structură *MIS* ideală sînt: 1) în lipsa unor tensiuni externe de polarizare, diferența dintre funcțiile de lucru ale metalului și semiconductorului este zero

$$W_{MS} = W_{\Phi M} - W_{\Phi S} = W_{\Phi M} - (W_{\psi S} + W_g/2 + W_B) = 0, \quad (4.35)$$

prin urmare, nivelul Fermi are aceeași valoare în cele trei medii și nu apare o barieră energetică pentru purtătorii mobili de sarcină din semiconductor (fig. 4.14, b); singurele sarcini care pot exista în acest caz sînt cele de pe metal și din substratul semiconductor (în limitele unui strat subțire adiacent izolatorului), egale și de semn opus; 2) în cazul unor polarizări continue, prin structură nu există transport de sarcină.

Concentrațiile de electroni și goluri în volumul semiconductorului se exprimă sub forma (vezi cap. II)

$$n_p = n_i e^{-V_p/V_T}, \quad (4.36)$$

$$p_n = n_i e^{V_p/V_T}, \quad (4.37)$$

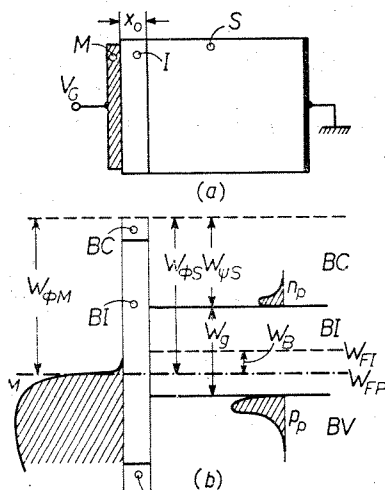


Fig. 4.14. Structura MIS ideală: a - structură fizică; b - modelul benzilor energetice la echilibru termodinamic.

unde $V_p = W_B/q$, iar $W_B = W_{FI} - W_{FP}$ reprezintă diferența dintre mijlocul benzii interzise și nivelul Fermi.

Aplicînd o tensiune V_G pe metal, la suprafața semiconductorului, într-un strat adiacent izolatorului de grosime x_d ia naștere un câmp electric E ; drept urmare, se deformează benzile energetice, se schimbă concentrații-

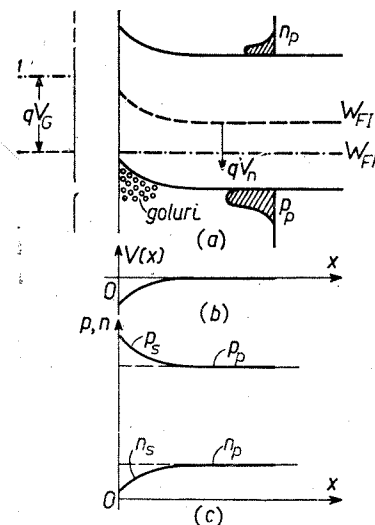


Fig. 4.15. Structura MIS ideală cu tensiune V_G negativă: a - modelul benzilor energetice; b - variația potențialului suplimentar V ; c - variația concentrației electronilor și golurilor în stratul de acumulare.

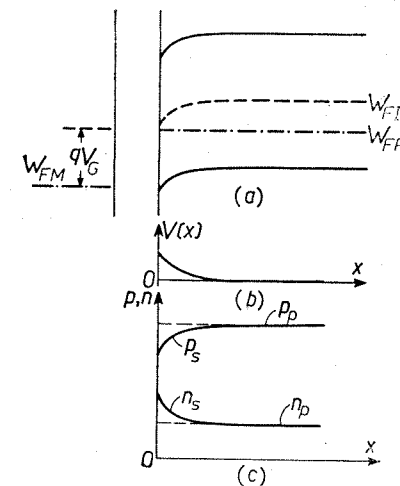


Fig. 4.16. Structura MIS ideală cu tensiuni V_G pozitive de valori mici: a - modelul benzilor energetice; b - variația potențialului V ; c - variația concentrației electronilor și golurilor în stratul sărăcit.

le purtătorilor, luînd astfel naștere o sarcină spațială în exces. În funcție de semnul și valoarea lui V_G distingem mai multe cazuri (studiul se referă la un element de suprafață avînd aria egală cu 1).

a) *Tensiunea V_G este negativă.* Câmpul electric este îndreptat de la semiconductor spre izolator, iar la suprafața semiconductorului, benzile energetice suferă o deformare în jos (fig. 4.15, a). În interiorul stratului de grosime x_d ia naștere un potențial suplimentar V , variabil cu distanța (fig. 4.15, b). Concentrațiile purtătorilor în stratul de suprafață devin

$$n_s = n_i e^{-(V_p+V)/V_T} = n_p e^{-V/V_T}, \quad (4.38)$$

$$p_s = n_i e^{(V_p+V)/V_T} = p_p e^{V/V_T}, \quad (4.39)$$

prin urmare are loc o micșorare a concentrației electronilor și o creștere a concentrației golurilor (fig. 4.15, c); la suprafața semiconductorului s-a format un *strat de acumulare*. În acest strat există o sarcină spațială în exces avînd densitatea

$$\rho(x) = q(\delta p - \delta n), \quad (4.40)$$

unde $\delta p = p_s - p_p$, $\delta n = n_s - n_p$.

b) *Tensiunea V_G este pozitivă și are valori mici.* Câmpul \vec{E} este îndreptat de la izolator spre semiconductor, iar, la suprafață, benzile energetice se deformează în sus (fig. 4.16, a). În interiorul stratului de suprafață ia naștere un

potențial V variabil cu distanța (fig. 4.16, b), iar concentrațiile purtătorilor sînt

$$n_s = n_i e^{-(V_p - V)/V_T} = n_p e^{V/V_T}, \quad (4.41)$$

$$p_s = n_i e^{(V_p - V)/V_T} = p_p e^{-V/V_T}, \quad (4.42)$$

deci are loc scăderea concentrației golurilor și creșterea concentrației electronilor. Totuși în cazul tensiunilor V_G mici, $n_s < p_s$ (fig. 4.16, c) și la suprafața semiconductorului se formează o regiune sărăcită de goluri; avem de fapt o regiune de sarcină spațială formată în principal de ioni acceptori negativi, avînd densitatea $Q_B = -qN_A x_d$.

c) Tensiunea V_G este pozitivă și are valori mai mari decît în cazul precedent. Cîmpul electric la suprafața semiconductorului are valori foarte mari, iar benzile energetice suferă o deformare puternică (fig. 4.17, a); pe o anumită distanță, potențialul V are valori mai mari decît V_p (fig. 4.17, b). Concentrațiile purtătorilor au expresiile (4.14), (4.42) și sînt reprezentate în figura 4.17, c; ca urmare a cîmpului electric intens în apropierea suprafeței, concomitent cu procesul de sărăcire în goluri are loc colectarea electronilor minoritari din substrat. Pe distanța $0 - x_i$, concentrația electronilor devine mai mare decît a golurilor $n_s > p_p$; se formează astfel un strat de inversiune în care este acumulată sarcina negativă Q_n . Urmează apoi regiunea sărăcită de goluri cuprinsă între x_i și x_{dmax} . După apariția stratului de inversiune, lărgimea regiunii sărăcite atinge o valoare limită x_{dmax} , care rămîne aproximativ constantă, deoarece creșterea în continuare a cîmpului electric (ca urmare a creșterii lui V_G) este compensată în principal de sarcina Q_n din stratul de inversiune. În mod uzual se consideră că stratul de inversiune începe să se formeze din momentul cînd $n_s \geq p_p$; din (4.41) și (4.37) scoatem $V_s = 2V_p$. În unele lucrări se apreciază că instalarea inversiunii are loc cînd $n_s > p_s$.

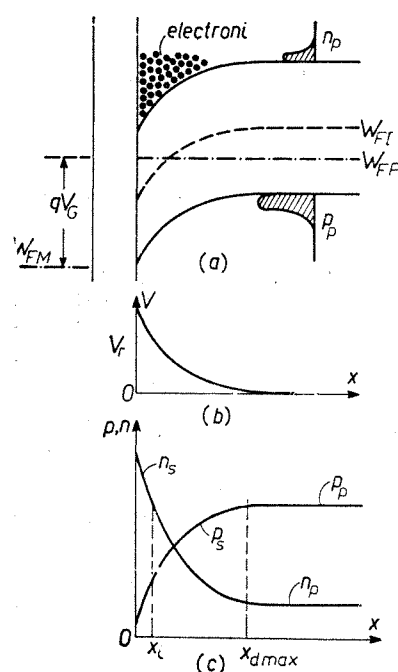


Fig. 4.17. Structura MIS ideală cu tensiuni V_G pozitive de valori mari: a - modelul benzilor energetice; b - variația potențialului V ; c - variația concentrației electronilor și golurilor în stratul de inversiune.

format stratul de inversiune este arătat în figura 4.18, b. Sarcina totală din semiconductor este

$$Q_s = Q_n + Q_B = Q_n - qN_A x_{dmax}, \quad (4.43)$$

iar $Q_G = Q_s$. Cînd stratul de inversiune are o concentrație mare a electronilor se poate considera că sistemul metal-izolator-strat de inversiune

formează un condensator ideal avînd capacitatea specifică (pe unitate de arie)

$$C_0 = \epsilon_i / x_0, \quad (4.44)$$

unde ϵ_i este permitivitatea electrică a izolatorului.

În construcția tranzistorilor TECMOS, izolatorul este constituit dintr-un strat de SiO_2 , iar substratul este din Si de tip P cu concentrație mică a

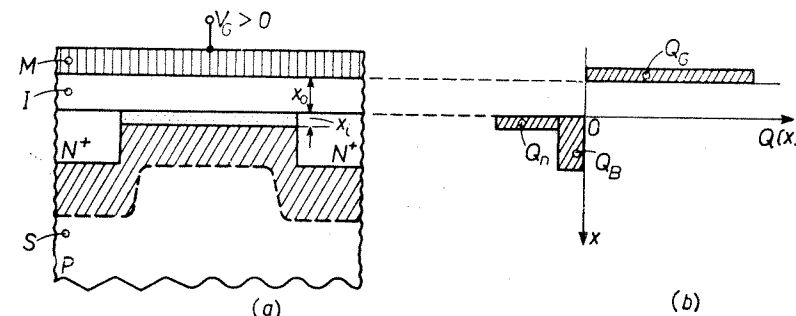


Fig. 4.18. Echilibrul sarcinilor electrice în structura MIS ideală atunci cînd este format stratul de inversiune.

acceptorilor. În sistemul SiO_2 -Si apar o serie de stări și sarcini de suprafață [1, 3, 4, 10]. Rolul principal este jucat de către sarcinile fixe din stratul izolator, datorate excesului de ioni pozitivi de Si care apar în timpul oxidării siliciului. Aceste sarcini au următoarele particularități: 1) sînt situate în oxid la interfața SiO_2 -Si pe o adîncime de aproximativ 100 Å (fig. 4.19, a); 2) sînt pozitive; 3) valoarea sarcinii nu depinde de grosimea stratului de oxid sau de concentrația acceptorilor în substrat, ci depinde numai de modul în care se formează stratul de SiO_2 și de tratamentele ulterioare; densitatea

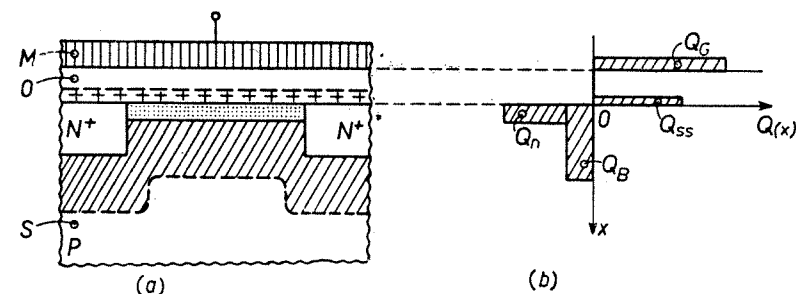


Fig. 4.19. Structura MIS cu sarcini de suprafață: a - localizarea sarcinilor de suprafață; b - echilibrul sarcinilor electrice.

acestor sarcini se notează cu Q_{ss} (fig. 4.19, b). Condiția de neutralitate electrică pentru această structură este

$$Q_n + Q_B + Q_{ss} + Q_G = 0. \quad (4.45)$$

Datorită stratului de sarcini pozitive va exista un strat de inversiune chiar cînd $V_G = 0$, astfel aplicînd o tensiune V_D va circula curent între sursă

și drenă. Pentru a înlătura stratul de inversiune este necesar să se aplice o tensiune negativă pe poartă. Tensiunea negativă aplicată pe poartă care face să dispară stratul de inversiune inițial se numește *tensiune de prag* notându-se cu V_P ; această tensiune are expresia $V_P = -Q_{ss}/C_0$.

În cazul structurii ideale (fig. 4.18, a), intensitatea cîmpului din izolator este egală cu $E_0 = V_G/x_0$; în cazul structurii cu sarcini de suprafață (fig. 4.19, a), intensitatea cîmpului din izolator este $E_0 = (V_G - V_P)/x_0$.

IV.3.3. Expresia curentului de drenă

Considerăm că pe poarta tranzistorului este aplicată o tensiune pozitivă V_G , suficientă pentru a forma un strat de inversiune puternic între sursă și drenă (fig. 4.20, a); tensiunea aplicată pe drenă are valori moderate, apropiate de V_G , însă $V_D \leq V_G$. Prin canal circulă curent și în lungul canalului există o cădere de tensiune, deci fiecare secțiune a canalului este caracterizată prin tensiunea $V_c(y)$; avem $V_c(0) = 0$, $V_c(L) = V_D$. Tensiunea efectivă dintre poartă și canal V_{GC} , care determină intensitatea cîmpului electric transversal în izolator, este variabilă cu distanța; drept urmare, lărgimea canalului este mai mare lângă sursă și mai mică lângă drenă.

Pentru determinarea expresiei curentului de drenă se fac următoarele ipoteze simplificatoare: 1) mobilitatea purtătorilor în canal nu depinde de cîmpul electric; 2) izolatorul dintre poartă și canal este ideal și se iau în considerare numai sarcinile pozitive fixe de la interfața izolator-substrat, de densitate Q_{ss} (fig. 4.20, b); 3) toate sarcinile induse la suprafața semiconductorului de către V_G și Q_{ss} sînt mobile; 4) substratul este infinit gros și conectat la sursă, iar concentrația impurităților acceptoare este constantă; 5) se consideră valabilă *aproximația graduală*: cîmpul electric în

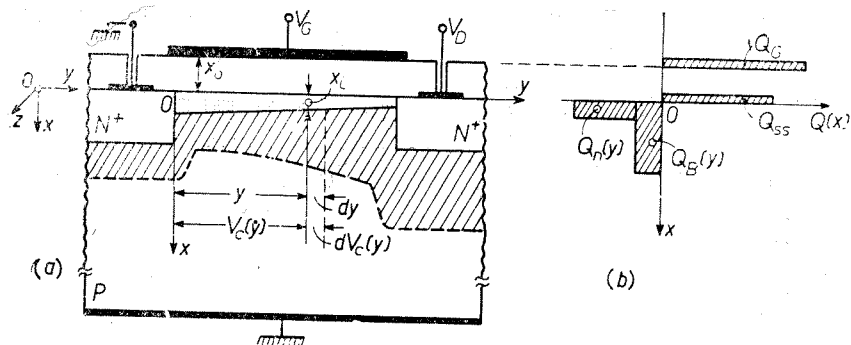


Fig. 4.20. Schiță referitoare la calculul curentului de drenă al tranzistorului TECMOS cu canal indus:

a - secțiune longitudinală în canal; b - echilibrul sarcinilor electrice.

izolator are numai componentă transversală E_x , iar în canal numai componentă longitudinală E_y ; 6) curentul de drenă este datorat mișcării de drift a electronilor din canal.

Densitatea curentului de drenă este

$$j_y = q \delta n \mu_n E_y = -q \delta n \mu_n dV_c(y)/dy, \quad (4.46)$$

unde δn reprezintă densitatea sarcinii electronice în exces din stratul de inversiune.

Curentul de drenă are expresia

$$I_D = -Z \int_0^{x_i} j_y dx = Z \mu_n \frac{dV_c(y)}{dy} \int_0^{x_i} q \delta n dx = Z \mu_n Q_n(y) \frac{dV_c(y)}{dy} \quad (4.47)$$

unde Z este adîncimea canalului.

Între sarcina indusă în stratul de inversiune $Q_n(y)$ și cîmpul electric E_x din izolator există relația (legea lui Gauss)

$$\epsilon_i E_x = \int_0^{x_i} q \delta n dx = Q_n(y). \quad (4.48)$$

Intensitatea cîmpului electric transversal E_x este dată de relația

$$E_x = \frac{V_{GC}(y) - V_P}{x_0} = \frac{V_G - V_c(y) - V_P}{x_0}, \quad (4.49)$$

unde V_G și $V_c(y)$ sînt mărimi pozitive, iar V_P este negativă. Introducînd ultimele două relații în (4.47), rezultă

$$I_D dy = \mu_n Z C_0 [V_G - V_c(y) - V_P] dV_c(y); \quad (4.50)$$

efectuînd integrarea în limitele $y = 0$, $V_c(0) = 0$ [și] $y = L$, $V_c(L) = V_D$, se obține

$$I_D = \frac{\mu_n Z \epsilon_i}{x_0 L} [(V_G - V_P) V_D - V_D^2/2]. \quad (4.51)$$

Expresia (4.51) a fost dedusă pentru regimul nesaturat, $V_D < V_G - V_P$ și $V_G - V_P \geq 0$. Ea poate fi particularizată pentru tensiuni de drenă foarte mici; în acest caz, al doilea termen din paranteză poate fi neglijat și curentul de drenă devine

$$I_D = \frac{\mu_n Z \epsilon_i}{x_0 L} (V_G - V_P) V_D, \quad (4.52)$$

adică I_D depinde liniar de V_D .

La tensiuni de drenă mari care satisfac inegalitatea $V_D \geq V_G - V_P$ (și bineînțeles, $V_G - V_P \geq 0$), lărgimea canalului devine zero lângă drenă și tranzistorul intră în regim de saturație. Tensiunea $V_{DS} = V_G - V_P$ se numește *tensiune de saturație*, iar curentul corespunzător I_{DS} se numește *curent de saturație*.

În limitele teoriei simplificate prezentate mai sus se admite că în regim de saturație, curentul I_{DS} rămîne aproximativ constant; valoarea sa se obține prin introducerea valorii $V_{DS} = V_G - V_P$ în (4.51), rezultă

$$I_{DS} = \frac{\mu_n Z \epsilon_i}{2 x_0 L} (V_G - V_P)^2 = k (V_G - V_P)^2; \quad (4.53)$$

deci în regim de saturație, valoarea curentului de drenă este determinată de tensiunea V_G .

IV.3.4. Caracteristici statice ale tranzistorului TECMOS cu canal indus

Ne oprim asupra conexiunii SC (substratul fiind conectat la sursă) și considerăm principalele caracteristici utilizate în practică: familia caracteristicilor de ieșire $I_D = f(V_D)$ cu V_G parametru și familia caracteristicilor de transfer $I_D = f(V_G)$ cu V_D parametru.

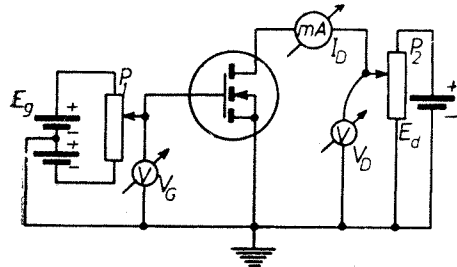


Fig. 4.21. Schemă pentru trasarea caracteristicilor statice ale tranzistorului TECMOS cu canal indus de tip N.

Schema pentru trasarea experimentală a celor două familii de caracteristici pentru un tranzistor cu canal N este arătată în figura 4.21.

1) Familia caracteristicilor de ieșire (de drenă) $I_D = f(V_D)$ cu V_G parametru pentru tranzistorul TECMOS cu canal indus de tip N (substrat de tip P) având indicativul 2N3797 este arătată în figura 4.22, a. Curba punctată, pentru care $V_D = V_G - V_P$, separă regimul nesaturat de cel saturat;

tensiunea de prag a acestui tranzistor este $V_P = -3$ V (sarcina inițială de suprafață Q_{ss} din izolator este pozitivă). În porțiunea inițială a caracteristicilor, I_D depinde liniar de V_D așa cum rezultă din (4.52); urmează apoi porțiunea neliniară, unde caracteristicile teoretice sînt descrise de (4.51). Când tensiunea de drenă devine $V_{DS} = V_G - V_P$, canalul indus se închide (strangulează) lângă drenă, iar curentul de drenă atinge valoarea de saturație I_{DS} , care poate fi determinată din expresia (4.53). După atingerea saturației, când are loc închiderea canalului indus pe o anumită porțiune lângă drenă, rezultă că I_D ar trebui să devină zero; această concluzie, care este o urmare a admiterii valabilității *aproximării graduale*, nu corespunde proceselor fizice reale din tranzistor. Într-adevăr, în regimul de saturație, unde variația lărgimii canalului cu distanța este suficient de abruptă, în orice punct a

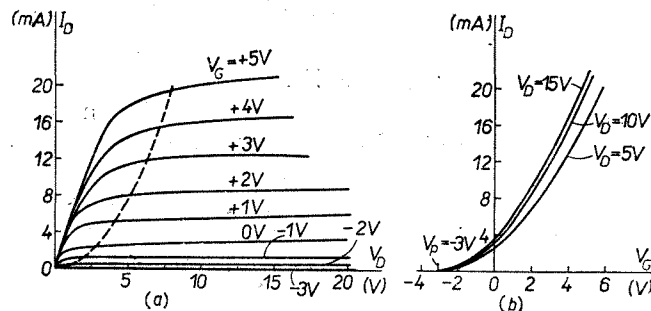


Fig. 4.22. Caracteristicile statice ale tranzistorului TECMOS avînd indicativul 2N3797:

a — familia caracteristicilor de ieșire; b — caracteristicile de transfer.

canalului există atît componente longitudinale $E_{||}$, cît și componente transversale E_{\perp} ale cîmpului, deci aproximarea graduală nu mai este valabilă.

Experimental se constată că în regimul de saturație are loc o creștere ușoară a curentului I_D față de valoarea rezultată din (4.53), creștere care poate fi explicată astfel. Pentru tensiuni $V_D > V_{DS}$ are loc efectul de scur-

tare a canalului (fig. 4.12, c); căderea de tensiune pe porțiunea deschisă a canalului este V_{DS} , iar diferența $\Delta V = V_D - V_{DS}$ este aplicată pe porțiunea strangulată δ dînd naștere unui cîmp electric longitudinal foarte intens care accelerează electronii din porțiunea deschisă spre drenă. La intrarea în regimul de saturație, lungimea canalului este L , iar curentul are valoarea I_{DS} ; cînd lungimea porțiunii deschise a canalului devine $L' = L - \delta$, tensiunea pe această porțiune rămîne V_{DS} , prin urmare curentul de drenă, va crește devenind I'_{DS} . Curenții I_{DS} și I'_{DS} se află în raportul $LI_{DS} = L'I'_{DS}$, deci

$$I'_{DS} = (L/L')I_{DS} = I'_{DS}(V_D), \quad (4.54)$$

adică curentul depinde de tensiunea aplicată pe drenă.

Păstrînd constantă rata de variație a tensiunii V_G , caracteristicile de ieșire în regim saturat nu sînt echidistante, deoarece între I_D și V_G există o dependență aproximativ pătratică. În majoritatea schemelor de amplificare, tranzistorii TECMOS funcționează în regim saturat, unde caracteristicile pot fi approximate ca drepte paralele între ele; panta caracteristicilor este determinată de valoarea conductanței de ieșire.

Trebuie subliniat că tensiunea substratului V_B influențează curentul de drenă, deci și forma caracteristicilor statice de ieșire. Astfel, aplicînd o tensiune V_B negativă crește regiunea de trecere (de sarcină spațială) canal-substrat, fapt ce produce o micșorare a sarcinii Q_n (păstrînd constantă tensiunea V_G); drept urmare va avea loc o scădere a curentului de drenă. În cazul unor tensiuni V_B pozitive, regiunea de trecere canal-substrat se micșorează, deci va crește sarcina Q_n și curentul I_D ; totodată, la tensiuni V_B pozitive crește panta caracteristicilor în regimul de saturație, adică se micșorează conductanța de ieșire.

În cazul tranzistorilor TECMOS cu canal indus de tip P (substrat de tip N), tensiunea de prag V_P are următoarea semnificație fizică. Pentru o tensiune V_G egală cu zero, sarcina pozitivă Q_{ss} din izolator induce la suprafața substratului un canal de tip N, deci între sursă și drenă nu poate circula curent. Pentru a induce un canal de tip P este necesar ca tensiunea negativă aplicată pe poartă să depășească o anumită valoare prag V_P . Rezultă că în regimurile uzuale de lucru, la tranzistorii cu canal N, V_G este pozitiv, iar V_P este negativ, pe cînd la cei cu canal P, atît V_G , cît și V_P sînt negative.

2) Familia caracteristicilor de transfer $I_D = f(V_G)$ cu V_D parametru pentru tranzistorul 2N3797 este arătată în figura 4.22, b. Avînd în vedere că regimul normal de funcționare este cel de saturație unde, ca urmare a influenței slabe a tensiunii V_D asupra curentului I_D , caracteristicile de transfer sînt foarte apropiate una de alta, în practică este necesar să se traseze o singură caracteristică, de exemplu, în cazul nostru, cea corespunzătoare tensiunii $V_D = 10$ V. Afară de tensiunea prag V_P , pe această caracteristică, firma constructoare indică curentul de drenă maxim, precum și tensiunea V_G corespunzătoare. La tranzistorul considerat de noi, $V_P = -3$ V; în general $-V_P = 0,5 \div 10$ V.

IV.3.5. Parametrii tranzistorilor TECMOS cu canal indus

Se consideră un regim lent variabil de semnal mic, astfel parametrii se definesc în mod identic ca pentru tranzistorii TECJ. Expresiile teoretice aproximative pentru g_m și g_a sînt următoarele.

1) Transconductanța g_m . Pentru regimul nesaturat din (4.51) rezultă

$$g_m = (\mu_n Z C_0 / L) V_D. \quad (4.55)$$

În regim saturat se pleacă de la expresia (4.53), rezultînd

$$g_{ms} = (\mu_n Z C_0 / L) (V_G - V_P) = (\mu_n Z C_0 / L) V_{DS}; \quad (4.56)$$

valorile curenți pentru g_{ms} sînt cuprinse între $1 \div 10$ mA/V.

2) Conductanța de ieșire (de drenă) g_a . În regim nesaturat din (4.51) rezultă

$$g_a = (\mu_n Z C_0 / L) (V_G - V_P) \left(1 - \frac{V_D}{V_G - V_P}\right); \quad (4.57)$$

dacă se ia în considerație numai porțiunea inițială, conductanța g_a are expresia

$$g_{ain} = (\mu_n Z C_0 / L) (V_G - V_P), \quad (4.58)$$

adică tranzistorul TECMOS reprezintă o rezistență variabilă controlată prin tensiunea de poartă.

În regim de saturație, conform expresiei (4.53) obținute în cadrul teoriei simplificate, avem $g_{as} = 0$; în tranzistorii obișnuiți, $g_{as} \neq 0$ avînd valori cuprinse între $10 \div 100$ μ S.

IV.4. TRANZISTORI TECMOS CU CANAL ÎNIIAL (CU STRAT SĂRĂCIT)

IV.4.1. Construcție și funcționare

Între tranzistorii TECMOS cu canal inițial și cei cu canal indus există multe puncte de asemănare în ceea ce privește funcționarea, parametrii (ca element de circuit) și metodele de fabricare. Construcția tranzistorului cu canal inițial este arătată în figura 4.23, a; ea diferă de cea a tranzistorului cu canal indus numai prin faptul că între sursă și drenă se realizează un strat de tip N, care constituie canalul inițial.

La tensiuni $V_G = 0$, între sursă și drenă poate circula un curent important de purtători majoritari, deoarece conductanța regiunii N este substanțial diferită de zero. Aplicînd pe poartă tensiuni V_G negative, electronii

sînt îndepărtați de la suprafața semiconductorului, unde ia naștere un strat sărăcit, adică o regiune de sarcină spațială pozitivă formată în principal din ioni donori. Drept urmare are loc micșorarea conductanței canalului dintre sursă și drenă; cînd tensiunea de poartă ajunge la valoarea prag V_P ,

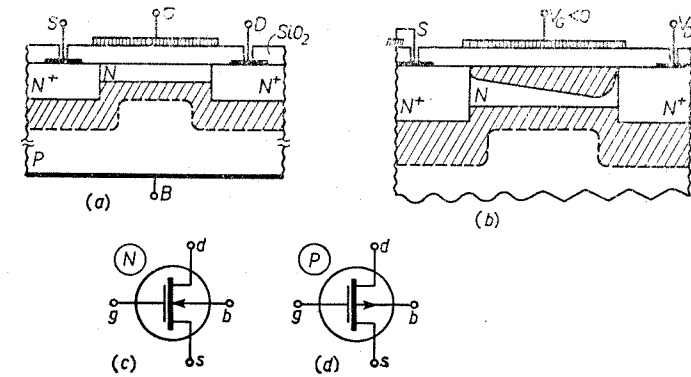


Fig. 4.23. Tranzistorul TECMOS cu canal inițial:
a — structura fizică; b — secțiune longitudinală în canalul inițial; c și d — simboluri de reprezentare.

conductanța canalului devine zero, deci indiferent de tensiunea aplicată pe drenă, curentul I_D este zero.

Pentru a urmări funcționarea tranzistorului, ne referim la figura 4.23, b, care corespunde situației: V_G negativ, însă $V_G < V_P$, iar tensiunea de drenă este pozitivă avînd valori mai mici decît $V_{DS} = V_G - V_P$ (tranzistorul se află în regim nesaturat). În cazul tensiunilor V_D foarte mici, lărgimea canalului este aproximativ constantă, iar între I_D și V_D există o dependență liniară. Pe măsură ce V_D crește, lărgimea canalului devine mai mică lîngă drenă, deoarece tensiunea efectivă dintre poartă și canal, care determină lărgimea regiunii de sarcină spațială pozitivă la suprafața semiconductorului, este mai mare în apropierea drenei; în acest interval de valori ale lui V_D , rata de creștere a curentului se micșorează. Cînd tensiunea de drenă devine egală sau mai mare decît $V_{DS} = V_G - V_P$, canalul inițial se închide lîngă drenă și tranzistorul intră în regim de saturație, unde curentul de drenă rămîne aproximativ constant avînd valoarea I_{DS} .

Am considerat pînă acum că tensiunea aplicată pe poartă este negativă, iar tranzistorul funcționează în regim cu strat sărăcit. Aplicînd tensiuni pozitive pe poartă, tranzistorul cu canal inițial arătat în figura 4.23, a poate funcționa în regim cu strat îmbogățit, la fel cu structura din figura 4.11. Într-adevăr, cînd V_G este pozitiv, în regiunea N se induce un strat de sarcini negative (electroni) de mare densitate, care mărește și mai mult conductanța sursă-drenă, fapt ce duce la creșterea curentului de drenă.

Simbolurile de reprezentare ale tranzistorilor TECMOS cu canal inițial sînt arătate în figura 4.23, c, d.

IV.4.2. Caracteristici statice ale tranzistorului TECMOS cu canal inițial

Considerăm un tranzistor cu canal inițial N (substrat de tip P) în conexiune SC. Schema pentru trasarea experimentală a celor două familii de caracteristici $I_D = f(V_D)$ cu V_G parametru și $I_D = f(V_G)$ cu V_D parametru, este arătată în figura 4.24.

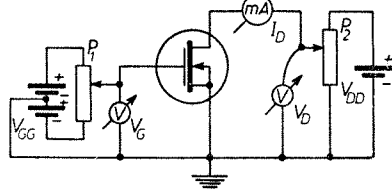


Fig. 4.24. Schema pentru trasarea caracteristicilor statice ale tranzistorului TECMOS cu canal inițial de tip N .

1) Familia caracteristicilor de ieșire $I_D = f(V_D)$ cu V_G parametru pentru un tranzistor mediu este arătată în figura 4.25, a ; rezultă clar că tranzistorii cu canal inițial pot funcționa normal cu tensiuni de poartă atât negative, cât și pozitive. În general, tensiunea de prag V_P are valori mai mari decât la tranzistorii cu canal indus, $-V_P = 4 \div 10$ V. La tensiuni de drenă mici, curentul crește linear cu tensiunea; pe măsură ce V_D crește, canalul se îngustează în apropierea drenei și drept urmare scade rata de creștere a curentului. Când $V_D = V_G - V_P$, tranzistorul atinge regimul de saturație și curentul de drenă ia valoarea I_{DS} ; pentru tensiuni $V_D > V_{DS} = V_G - V_P$, curentul de drenă prezintă o ușoară creștere datorită efectului de scurtare a canalului. La tensiuni V_G pozitive, regimul de saturație survine la tensiuni V_D mai mari, iar curentul I_D ia valori foarte mari. Pentru tranzistorii cu canal inițial, firmele constructoare indică drept parametri de catalog și valoarea curentului de drenă în regim de saturație I_{DS0} pentru $V_G = 0$.

2) Familia caracteristicilor de transfer $I_D = f(V_G)$ cu V_D parametru este reprezentată în figura 4.25, b ; aceste caracteristici sînt foarte apropiate

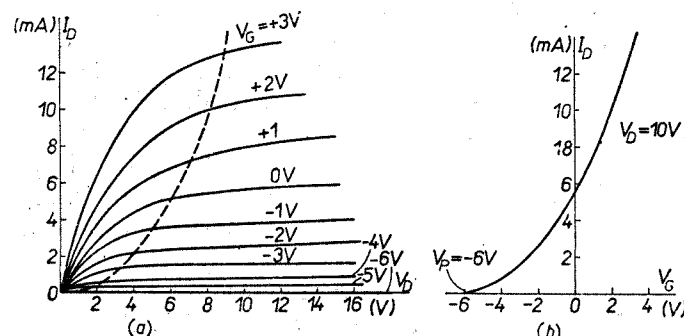


Fig. 4.25. Caracteristicile statice ale tranzistorului TECMOS cu canal inițial de tip N :

a - familia caracteristicilor de ieșire; b - caracteristica de transfer.

una de alta, deoarece se trasează pentru regimul de saturație, unde I_D este slab influențat de V_D . Pe această familie de caracteristici se precizează mărimile mai importante: V_P , I_{DS0} și curentul de drenă maxim admis I_{DM} , precum și tensiunea V_G pozitivă corespunzătoare.

Curentul de drenă și parametrii tranzistorilor TECMOS cu canal inițial au expresii identice cu cele obținute la tranzistorii cu canal indus.

În încheierea paragrafului facem câteva precizări cu privire la influența sarcinilor de suprafață (din izolator), semnul, valoarea și semnificația fizică a tensiunii de prag V_P . Experimental s-a constatat că totdeauna în stratul de SiO_2 , la interfața cu Si se acumulează o sarcină pozitivă de densitate Q_{ss} . Prin urmare, în cazul tranzistorilor cu strat de inversiune format din electroni (substrat de tip P , fig. 4.2, a), va exista un canal indus chiar cînd $V_G = 0$, astfel curentul de drenă poate avea valori esențial diferite de zero. Pentru a reduce la zero curentul de drenă este necesar să se aplice pe poartă tensiunea de prag negativă V_P ; se poate considera că pentru tensiuni de poartă cuprinse între 0 și V_P , tranzistorul funcționează în regim cu strat sărăcit, iar pentru tensiuni $V_G > 0$ funcționează în regim cu strat de inversiune (îmbogățit).

În cazul tranzistorilor cu substrat de tip N (cu canal indus de tip P), sarcina pozitivă Q_{ss} induce un canal de tip N , astfel la tensiuni $V_G = 0$, între sursă și drenă nu poate circula curent. Pentru formarea stratului de inversiune de goluri este necesar să se aplice o tensiune negativă pe poartă mai mare decît valoarea de prag V_P ; în regim normal de funcționare, tensiunea V_G este de asemenea negativă. Rezultă că tranzistorii cu substrat N funcționează numai în regim cu strat de inversiune (îmbogățit).

Tranzistorii TECMOS cu canal inițial (fig. 4.23, a) funcționează atât în regim cu strat sărăcit, cât și în regim cu strat îmbogățit, indiferent de tipul substratului.

IV.5. TRANZISTORI CU STRATURI SUBȚIRI (TSS)

V.5.1. Construcție și funcționare

Din punct de vedere funcțional, tranzistorii TSS sînt identici cu tranzistorii TECMOS, în sensul că curentul care circulă prin dispozitiv între sursă și drenă este comandat de către tensiunea aplicată pe poartă. Cît privește

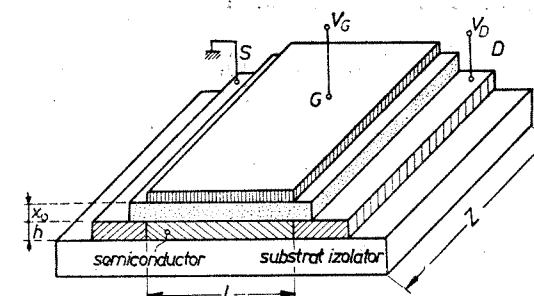


Fig. 4.26. Construcția tranzistorului cu straturi subțiri (TSS).

construcția, aceasta este diferită (fig. 4.26): pe un substrat izolator se depune un strat semiconductor la capetele căruia sînt realizate sursa și drenă sub forma unor contacte ohmice; peste această structură se depune un strat

izolator foarte subțire și stratul metalic care constituie poarta. Toate straturile structurii sînt ultrasubțiri.

Fiind depus sub formă policristalină, stratul semiconductor conține un mare număr de defecte de rețea și centre de captură pentru purtătorii

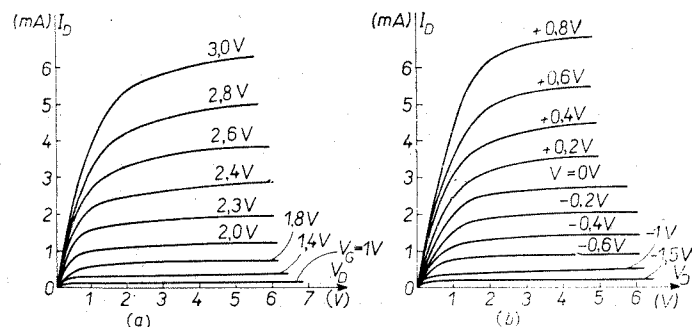


Fig. 4.27. Caracteristicile statice de ieșire ale tranzistorului TSS: a — în regim de strat de inversiune; b — în regim de strat sărăcit.

mobili, care determină valoarea tensiunii de prag. Tranzistorul cu straturi subțiri propus de Weimer funcționează în regim cu *strat de acumulare* (strat îmbogățit) care se formează prin atragerea purtătorilor majoritari spre suprafața stratului semiconductor, în urma aplicării unei tensiuni V_G pe poartă.

Există variante de tranzistori cu straturi subțiri la care stratul semiconductor este monocristalin; acest tip de tranzistor poate funcționa fie în regim cu strat de inversiune (cînd între sursă, drenă și stratul semiconductor se formează bariere energetice), fie în regim cu strat sărăcit (cînd sursa și drenă constituie simple contacte ohmice).

Simbolurile de reprezentare sînt aceleași ca pentru tranzistorii TECMOS cu canal inițial.

Caracteristicile statice sînt asemănătoare cu cele ale tranzistorului TECMOS. Referindu-ne la familia caracteristicilor de drenă distingem două cazuri: pentru tranzistorii care funcționează în regim cu strat de inversiune (sau cu strat de acumulare), forma caracteristicilor este arătată în figura 4.27, a; pentru tranzistorii care funcționează în regim cu strat sărăcit, forma caracteristicilor este arătată în figura 4.27, b. În general, la tranzistorii cu straturi subțiri, tensiunile V_G și V_D au valori mai mici decît la tranzistorii TECMOS.

IV.5.2. Expresia curentului de drenă

Teoria tranzistorilor TSS nu este complet elaborată; din această cauză se recurge la o analiză simplificată, asemănătoare cu cea prezentată la tranzistorii TECMOS. Singura diferență constă în faptul că se ține seama de o sarcină mobilă inițială, de densitate n_0 în stratul semiconductor.

Se fac următoarele ipoteze simplificatoare: 1) mobilitatea purtătorilor în canal (stratul semiconductor) este constantă; 2) capacitatea poartă-canal este constantă și nu depinde de valoarea tensiunii V_G ; 3) drenă și sursă constituie contacte ohmice perfecte; 4) în semiconductor există o sarcină inițială de densitate n_0 .

Densitatea sarcinii induse în canalul semiconductor de către tensiunea V_G este

$$Q_1(y) = q\Delta n(y) = C_0[V_G - V_c(y)]/h, \quad (4.59)$$

unde h este grosimea stratului semiconductor, $C_0 = \epsilon_i/x_0$ este capacitatea specifică poartă-canal, $V_c(y)$ este tensiunea de canal la distanța y de sursă.

Curentul de drenă în regim nesaturat este

$$I_D = hZ[\sigma_0 + \Delta\delta(y)]E_y = hZ\mu_n q[n_0 + \Delta n(y)]E_y, \quad (4.60)$$

unde σ_0 este conductivitatea inițială, iar $\Delta\delta(y)$ conductivitatea indusă a stratului semiconductor. Ținînd cont de (4.59) se poate scrie

$$I_D = -Z\mu_n C_0 \left[\frac{qhn_0}{C_0} + V_G - V_c(y) \right] \frac{dV_c(y)}{dy}. \quad (4.61)$$

Integrînd în limitele $y = 0$, $V_c(0) = 0$ și $y = L$, $V_c(L) = V_D$ rezultă

$$I_D = -\frac{Z\mu_n C_0}{L} [(V_G - V_P) V_D - V_D^2/2], \quad (4.62)$$

unde $V_P = -qn_0h/C_0$ este tensiunea de prag.

În regim de saturație, relația (4.62) se simplifică; astfel pentru $V_D = V_G - V_P$ se obține

$$I_D = -\frac{Z\mu_n C_0}{2L} (V_G - V_P)^2 = I_{Dso} \left(1 - \frac{V_G}{V_P} \right)^2, \quad (4.63)$$

unde

$$I_{Dso} = -Z\mu_n C_0 V_P^2/2L \quad (4.64)$$

reprezintă curentul de saturație pentru $V_G = 0$.

Parametrii tranzistorilor cu straturi subțiri au expresii identice cu cele găsite la tranzistorii TECMOS.

IV.6. CONSIDERAȚII CU PRIVIRE LA UNELE REGIMURI LIMITĂ ALE TRANZISTORILOR TEC

1) *Rezistor variabil comandat în tensiune.* O particularitate deosebită a tranzistorilor TEC este aceea că la tensiuni V_D mici în comparație cu V_G , tranzistorul este echivalent cu un rezistor liniar a cărui valoare poate fi

comandată cu ajutorul tensiunii de poartă. Într-adevăr, așa cum rezultă din (4.14) și (4.52), între I_D și V_D există o dependență liniară, prin urmare între sursă și drenă avem o rezistență liniară. La tranzistorii TECJ, această rezistență are valoarea

$$R_D = \left\{ \frac{2aq\mu_n N_D}{L} \left[1 - \left(\frac{V_G}{V_P} \right)^{1/2} \right] \right\}^{-1}, \quad (4.65)$$

iar la tranzistorii TECMOS

$$R_D = \left[\frac{\mu_n Z \epsilon_i}{x_0 L} (V_G - V_P) \right]^{-1}. \quad (4.66)$$

Din ultimele două relații rezultă că R_D depinde de V_G ; datorită acestei proprietăți, tranzistorii TEC se utilizează ca atenuatori variabili.

2) *Tensiuni de străpungere.* Atunci când tensiunea de drenă este suficient de mare, depășind o anumită valoare critică, are loc străpungerea electrică a dispozitivului. La tranzistorii TECJ, străpungerea survine între poartă și canal, în apropierea drenei, unde tensiunea inversă pe joncțiune poate atinge valoarea $V_s = V_D + |V_G|$. În acest caz are loc o creștere rapidă a curentului de drenă (fig. 4.28, a); dacă $V_G = 0$, străpungerea are loc la tensiuni de drenă mai mari.

La tranzistorii TECMOS, străpungerea electrică poate fi cauzată atât de străpungerea stratului izolator dintre poartă și canal, cât și de străpungerea canalului propriu-zis între drenă și sursă. Pericolul cel mai mare constă în străpungerea stratului izolator; orice sarcini parazite induse pe poartă pot

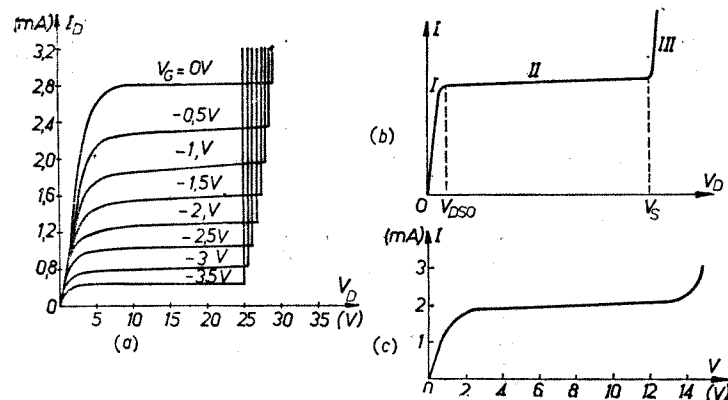


Fig. 4.28. a - Străpungerea tranzistorilor TECJ; b - caracteristica voltamperică statică a diodelor DEC; c - caracteristica voltamperică statică a diodelor DLV.

crea un câmp electric intens în stratul izolator (care este foarte subțire) ducând la străpungerea sa. În legătură cu aceasta trebuie subliniat că la tranzistorii TECMOS se iau precauții speciale pentru a evita acumularea de sarcini pe poartă (aceste sarcini pot proveni de pe hainele personalului

care manipulează tranzistorii, de la banda de fabricație până la montarea definitivă în circuit); astfel, chiar de la fabricare, terminalele tranzistorilor TECMOS se scurtecircuitează cu cleme speciale care se scot numai după montarea tranzistorului în schemă. Alte metode de protecție a tranzistorilor bipolari se utilizează în special când aceștia fac parte dintr-un circuit integrat complex.

3) *Limitator de curent.* Utilizând efectul de câmp pot fi construiți limitatori de curent cu bune performanțe în practică. Există două tipuri de limitatori de curent: diode cu efect de câmp, DEC (Field Effect Diodes, FED) și diode cu limitare de viteză, DLV (Limiting Velocity Diodes, LVD).

Principiul de funcționare a diodelor DEC este identic cu cel al tranzistorilor TECJ și TECMOS cu canal inițial având poarta și sursa conectate împreună, $V_G = 0$. Caracteristica statică a diodei DEC, arătată în figura 4.28, b, are trei porțiuni distincte: (I) porțiunea nesaturată ($V_D < V_{DSO}$); (II) porțiunea saturată, care constituie porțiunea normală de limitare ($V_{DSO} < V_D < V_s$); (III) porțiunea de străpungere ($V_D > V_s$).

Funcționarea diodelor DLV se bazează pe faptul că la câmpuri electrice mari, viteza de drift a purtătorilor tinde spre o valoare limită v_i . Alegându-se un regim de funcționare cu câmpuri mai mari decât valoarea care asigură viteza v_i , curentul rămâne aproximativ constant. Caracteristica voltamperică a diodei DLV cu Ge este arătată în figura 4.28, c; de regulă, se utilizează Ge pentru care v_i se obține la câmpuri $E \approx 4 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$, în timp ce la Si, v_i se obține la câmpuri $E \approx 30 \text{ kV} \cdot \text{cm}^{-1}$.

4) *Comutator analogic.* În domeniul tensiunilor V_D mici, caracteristicile de drenă $I_D = f(V_D)$ sînt simetrice în raport cu originea (fig. 4.29); între sursă și drenă circulă curent când V_D este fie pozitiv, fie negativ, adică canalul constituie un rezistor liniar. Această proprietate permite ca tranzistorii TEC să fie utilizați în calitate de comutatoiri analogici de curent; comutatorul se numește analogic, deoarece conduce în ambele sensuri. Acești comutatoiri se utilizează mai ales în sistemele multiplex de telecomunicații și telemăsurări.

5) *Rezistența de intrare.* În cazul tranzistorilor TECMOS, valoarea rezistenței de intrare este de ordinul $10^{10} \div 10^{14} \Omega$, dat fiind că stratul de oxizi este un izolator ideal. În cazul tranzistorilor TECJ, rezistența de intrare este determinată de curentul invers care circulă prin joncțiunea poartă-canal; în construcțiile obișnuite, rezistența de intrare este cuprinsă între $10^7 \div 10^9 \Omega$.

În legătură cu aceste valori ridicate ale rezistenței de intrare trebuie subliniată o deosebire importantă între tranzistorii TEC și cei bipolari; tranzistorii bipolari sînt dispozitive cu comandă în curent (curentul de ieșire este comandat de către curentul de intrare), în timp ce tranzistorii TEC sînt dispozitive cu comandă în tensiune.

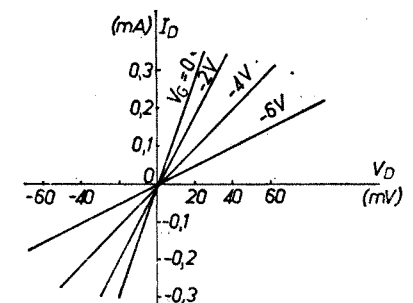


Fig. 4.29. Tranzistorul TEC în regim de comutator analogic.

Capitolul V

TEHNOLOGII ȘI METODE DE FABRICARE A DISPOZITIVELOR SEMICONDUCTOARE. CIRCUITE INTEGRATE

V.1. INTRODUCERE

Există o mare varietate de dispozitive semiconductoare. Pentru clasificarea lor se pot folosi mai multe criterii: tipul de purtători ce iau parte la conducția curentului și modul de deplasare a acestora (aici se are în vedere principiul de funcționare și proprietățile dispozitivelor); tehnologia de fabricare, particularități constructive (geometrie și dimensiuni) și materiale utilizate; modul de interconectare a diferitelor regiuni din structura dată etc.

Unele clasificări ale diodelor și tranzistorilor au fost date în capitolele II, III și IV, drept criteriu servind principiul de funcționare, caracteristicile statice și unele proprietăți specifice. În prima parte a acestui capitol se prezintă succint tehnologiile și metodele de fabricare a dispozitivelor semiconductoare și se descriu unele variante constructive.

În partea a doua se prezintă câteva probleme referitoare la *circuitele integrate*: principii, clasificări, tehnologii specifice, performanțe. Realizarea circuitelor integrate constituie o tehnică de „vîrf” în domeniul electronicii. Un circuit integrat constă dintr-un grup de elemente active (diode, tranzistori, tetrode semiconductoare) și pasive (rezistori, condensatori, bobine) realizate compact, sub formă de straturi subțiri sau în bloc monolitic și interconectate adecvat în vederea efectuării unei anumite funcții. În exterior, circuitul integrat prezintă un număr mic de terminale (contacte) prin intermediul cărora se aplică tensiunile de alimentare și se conectează la alte blocuri. Prin această tehnică se micșorează foarte mult dimensiunile și consumul de energie și se mărește *fiabilitatea* aparaturii electronice. Trebuie remarcat că în cadrul acestui capitol, ne vom opri pe scurt numai asupra aspectelor tehnologice ale circuitelor integrate, deoarece principiile de funcționare ale diferitelor elemente componente au fost discutate în capitolele anterioare.

V.2. TEHNOLOGII DE BAZĂ. REALIZAREA JONCTIUNILOR PN

Principalele probleme tehnologice care apar în procesul de fabricație a dispozitivelor semiconductoare sînt: purificarea materialului inițial, realizarea de regiuni *N* și *P* prin dopări cu impurități penta și trivalente, realizarea contactelor ohmice, protecția (pasivizarea) suprafețelor și încapsularea.

V.2.1. Metode de purificare a cristalelor semiconductoare

Materialele utilizate la fabricarea dispozitivelor semiconductoare trebuie să fie extrem de pure. Cea mai răspîndită metodă de purificare a materialelor semiconductoare de elemente nedorite este *rafinarea zonală*. Dacă un eșantion semiconductor cu concentrație uniformă a impurităților este încălzit pe o anumită porțiune a sa pînă la topire, se observă experimental că impuri-

tățile tind să rămînă în porțiunea topită. Astfel, la trecerea solid-lichid, raportul concentrațiilor impurităților $K_a = C_s/C_l$ devine mai mic decît 1 și rămîne aproximativ constant; coeficientul K_a se numește coeficient de distribuție a impurităților. Eșantionul este plasat într-o cuvă vidată, în interiorul unei bucle de încălzire prin inducție. Deplasînd bucla în lungul eșantionului, regiunea topită se deplasează odată cu bucla; efectuînd mai multe deplasări în același sens, impuritățile sînt tîrîte spre un capăt al eșantionului, care apoi este îndepărtat.

După purificare, eșantionul este topit din nou și apoi din topitură se crește monocristalul semiconductor prin nucleonare cu ajutorul unui cristal-sămînță.

V.2.2. Metode de realizare a joncțiunilor PN

1) *Dopare în timpul creșterii cristalului*. Dacă înainte de a crește cristalul, în topitură (în baia lichidă) se adaugă impuritățile dorite, se obține un semiconductor dopat. Aceste eșantioane (de tip *N* sau *P*) servesc ca material de bază pentru prelucrările ulterioare în vederea obținerii joncțiunilor PN, a tranzistorilor bipolari și TEC. De asemenea, prin acest procedeu se pot obține direct joncțiuni PN în timpul creșterii cristalului. Se realizează mai întîi o regiune *N* prin introducerea de impurități donoare în topitură; apoi se introduce impurități acceptoare în concentrație suficientă și crescînd în continuare cristalul, se realizează o regiune *P*.

2) *Alierea prin topire*. Pe o plăcuță de Si de tip *N* (fig. 5.1, *a*) se așază o picătură de Al și întreg ansamblul se introduce într-un cuptor cu atmosferă de gaze rare. Încălzind sistemul pînă la o temperatură puțin mai mare decît cea eutectică ($\approx 580^\circ\text{C}$ pentru sistemul Al-Si), se formează în plăcuța de Si o mică regiune topită din mixtura Al-Si, saturată în atomi de Al (fig. 5.1, *b*). Scăzînd treptat temperatura, mixtura topită recrystalizează obținîndu-se astfel o regiune *P* puternic dopată (fig. 5.1, *c*). Contactul ohmic la regiunea *N* se obține prin sudarea unui fir de aluminiu la picătura de Al; pentru regiunea *N*, contactul ohmic se realizează depunînd prin evapo-

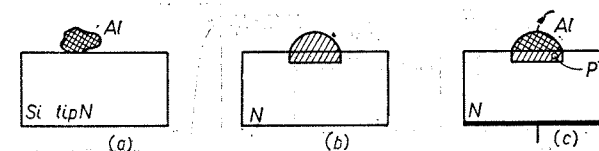


Fig. 5.1. Metoda alierii prin topire de realizare a joncțiunilor PN.

rare un strat subțire de aliaj Au-Sb, care apoi se aliază cu plăcuța de Si prin ridicarea temperaturii la 400°C .

3) *Difuzia impurităților în solid*. Cristalul semiconductor se plasează într-un recipient de cuarț, în care se găsește o atmosferă de gaze rare conținînd impuritățile dorite; recipientul se introduce într-un cuptor electric, deoarece difuzia are loc la temperaturi cu aproximativ 150°C sub temperatura de topire a semiconductorului.

Procesul de difuzie a impurităților din atmosfera gazoasă în eșantionul semiconductor este guvernat de ecuația (sint absente procesele de generare, recombinare și drift)

$$\frac{\partial N(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N(x, t)}{\partial x^2} \quad (5.1)$$

Constanta de difuzie D variază puternic cu temperatura

$$D = D_0 \exp(-W_a/kT), \quad (5.2)$$

unde W_a este energia de activare a impurităților, adică energia necesară pentru pătrunderea impurităților în rețeaua semiconductorului; D_0 este o constantă a materialului, numeric egală cu constanta de difuzie când $T \rightarrow \infty$.

Soluția ecuației (5.1) este

$$N(x, t) = N(0) \operatorname{erfc}(x/2\sqrt{Dt}), \quad (5.3)$$

unde $N(0)$ este concentrația impurităților la suprafața eșantionului, determinată de concentrația impurităților din atmosfera gazoasă; x este distanța de la suprafață; t este timpul cât durează difuzia; erfc este funcția complementară de eroare.

Pentru un t dat, concentrația impurităților scade rapid cu distanța. Variind pe $N(0)$ și t (eventual și temperatura T), se pot obține orice valori rezonabile pentru concentrațiile impurităților în semiconductor.

Etapele de realizare a joncțiunilor PN prin difuzie sint următoarele. Plăcuța de Si de tip N se introduce în recipientul ce conține impurități acceptoare în atmosfera de gaze rare; impuritățile difuzează în semiconductor (fig. 5.2, a) formînd în apropierea suprafeței o regiune de tip P (fig. 5.2, b). Variația concentrațiilor impurităților cu distanța este arătată în figura 5.2, c ; joncțiunea propriu-zisă este localizată la distanța x_j . Trebuie remarcat că difuzia permite un control precis al profilurilor de dopare.

4) *Creșterea straturilor epitaxiale.* Creșterea epitaxială constituie o tehnologie foarte des utilizată la fabricarea dispozitivelor semiconductoare de

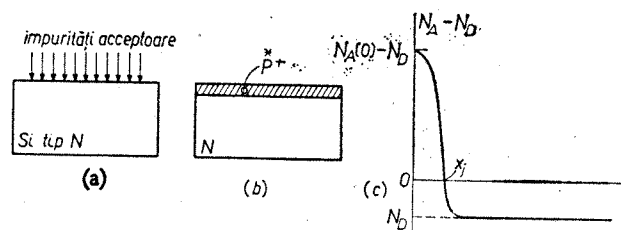


Fig. 5.2. Realizarea joncțiunilor PN prin difuzie: a — difuzia impurităților acceptoare într-un eșantion de Si tip N ; b — formarea regiunii P ; c — variația concentrațiilor impurităților cu distanța.

înalte performanțe. În sens larg, prin *epitaxie* se înțelege creșterea de cristale orientate, în straturi subțiri, pe suporturi masive. Deosebim două tipuri de epitaxie: *izoepitaxie*, când suportul masiv și stratul epitaxial sint de aceeași natură; *heteroepitaxie*, când natura stratului epitaxial diferă de cea a supor-

tului. Procesul creșterii epitaxiale constă în condensarea din fază gazoasă, cu participarea unei reacții chimice, a atomilor unui material pe un suport monocristalin din același material. În cazul izoepitaxiei, rețeaua cristalină a stratului este identică cu cea a suportului.

5) *Alierea punctuală.* Pe o plăcuță de Ge de tip N apasă un conductor de bronz fosforos conținînd atomi de Cu ; în scopul măririi presiunii, conductorul are virful ascuțit. Se caută un punct de contact pentru care proprietățile de redresare sint optime; apoi se trece un impuls de curent de cîțiva amperi care produce o intensă încălzire locală în punctul de contact. Virful conductorului de bronz se topește parțial (fig. 5.3), iar din mica picătură formată, atomii de Cu difuzează în Ge luînd naștere în jurul contactului o regiune de tip P , formîndu-se astfel o joncțiune PN (Cu are un coeficient de difuzie în Ge foarte ridicat și se situează pe nivele acceptoare). Calitățile diodei depind de suprafața de contact (care este de cîțiva μm^2), de apăsare și de valoarea impulsului de curent. Prin această tehnologie se fabrică diodele cu „contact”, care au două particularități față de diodele clasice cu joncțiuni: capacități de barieră mici și curenți inverși relativ mari.

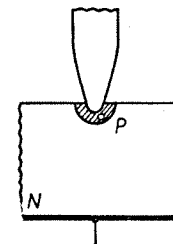


Fig. 5.3. Realizarea joncțiunilor PN prin aliere punctuală.

V.3. METODE DE FABRICARE A TRANZISTORILOR BIPOLARI

Tehnologiile de bază sint cele expuse în paragraful V.2, însă în cazul tranzistorilor bipolari apar unele procedee caracteristice. În funcție de aceste procedee există mai multe variante constructive asupra cărora ne oprim pe scurt.

1) *Tranzistori fabricați prin aliere.* În cazul unui tranzistor PNP se pleacă de la o plăcuță de tip N (Si sau Ge), care va constitui baza; pe ambele fețe ale plăcuței se realizează regiuni de tip P , utilizînd alierea prin topire (fig. 5.4, a); urmează depunerea contactelor ohmice pentru emitor, bază și colector. Prin această metodă se fabrică tranzistorii cu concentrație uniformă a impurităților în bază.

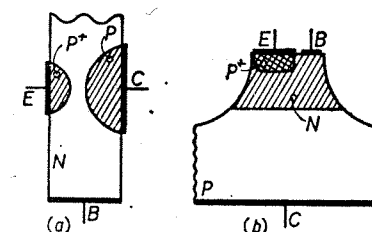


Fig. 5.4. Fabricarea tranzistorilor bipolari: a — prin aliere; b — prin tehnologia „mesa”.

2) *Tranzistori fabricați prin difuzie și aliere.* Materialul inițial de la care se pleacă este constituit dintr-o plăcuță semiconductoră de tip P , foarte slab dopată. Prin difuzie, pe o parte a plăcuței se introduc impurități donoare a căror concentrație scade cu distanța, conform relației (5.3); plăcuța astfel dopată constituie baza tranzistorului. Apoi, prin aliere se realizează emitorul și colectorul și anume: pe partea cu concentrație mare a impurităților donoare, prin topire, se aliază Ga cu plăcuța semiconductoră, formînd o regiune de tip P foarte puternic dopată, care constituie emitorul; pe partea cu concentrație mică se aliază In , rezul-

tind o regiune de tip P moderat dopată, care constituie colectorul. Proce-
sele de aliere se realizează prin topire.

3) *Tranzistori „mesa”*. Tehnologia *mesa* permite fabricarea concomitentă
a unei șarje mari de tranzistori. Pe o placă de Si tip P , subțiată pe cale
chimică până la aproximativ $80\mu m$, se realizează prin difuzie o regiune de
tip N de grosime $d = 2 \div 3\mu m$. Se depune o primă mască, cu orificii, dintr-un
strat subțire de ceramică; prin orificii se depun pe placa semiconductoare,
prin evaporare, benzi de Al care vor forma regiuni de emitor. Apoi, cu
ajutorul unei alte măști, deplasată față de prima, se obturează porțiunile
cu benzi de Al și se depun, tot prin evaporare, benzi de $Au-Sn$. Placa se
introduce într-un cuptor cu atmosferă controlată unde, prin topire, benzile
metalice se aliază cu placa, formând regiunile de emitor, respectiv contac-
tele ohmice pentru baze. Porțiunile unde sînt situați emitorii și contactele
bazei se acoperă cu un strat protector (de obicei, din parafină) și întreaga
placă se tratează chimic pentru a îndepărta stratul N și o porțiune din re-
giunea P inițială, care constituie colectorul; pe placa inițială rămîn proe-
minențe circulare, numite *mesa*, care împreună cu placa suport formează
tranzistori distincți (fig. 5.4, b). Urmează tăierea plăcii în elemente separate
și fixarea contactelor ohmice: pentru emitor și bază, prin comprimare ter-
mică, iar pentru colector se depune un strat de $Au-Mo$.

Tehnologia *mesa* permite un bun control în toate etapele procesului de
fabricare, obținindu-se baze foarte înguste și capacități de barieră mici; fre-
vența limită de funcționare este de ordinul a 500 MHz.

4) *Tranzistori „planar”*. În cadrul acestei tehnologii, tranzistorii sînt
fabricați prin difuzie dublă, adică, pe o placă inițială, care va constitui
colectorul, se realizează succesiv baza și emitorul prin difuzii repetate (la
tranzistorii *mesa*, emitorul poate fi realizat prin aliere sau prin difuzie).
Tranzistorul se numește planar, deoarece difuziile se efectuează dintr-un
singur plan, adică pe o singură parte a plăcuței; de asemenea, contactele
ohmice ale bazei și emitorului (uneori și al colectorului) sînt realizate tot
pe aceeași parte a plăcuței semiconductoare.

În toate etapele procesului de fabricație, suprafețele sînt protejate cu
straturi subțiri de SiO_2 , iar concentrațiile și dimensiunile geometrice ale dife-
ritelor regiuni pot fi controlate cu o înaltă precizie.

Diferitele etape de fabricație a tranzistorului planar sînt arătate în
figura 5.5; dat fiind că pentru diferite măști și protecția suprafețelor se
utilizează SiO_2 , materialul semiconductor inițial este Si . Pe o plăcuță de Si
de tip N , avînd concentrația donatorilor foarte mică, care va constitui colec-
torul se formează un strat protector din SiO_2 avînd grosimea de $1\mu m$
(fig. 5.5, a). Prin difuzii pe partea superioară se realizează succesiv baza și emi-
torul în modul următor. Îndepărtarea stratului de SiO_2 din porțiunea dorită
se realizează prin utilizarea unei substanțe fotosensibile (fotorezistive) care
are două proprietăți importante: a) polimerizează sub influența luminii ultra-
violete și b) este rezistentă la acțiunea acidului fluorhidric (HF) (porțiunile
polimerizate). Peste stratul de SiO_2 se depune un strat fotosensibil și prin
metode fotografice precise se expun radiației ultraviolete porțiunile în care
dorim ca stratul de SiO_2 să nu fie îndepărtat; pe aceste porțiuni, stratul
fotosensibil polimerizează. Suprafața este expusă apoi acțiunii acidului fluor-

hidric care îndepărtează stratul fotosensibil nepolimerizat și stratul de SiO_2
(fig. 5.5, b). Prin difuzie se realizează o regiune de tip P^* (fig. 5.5, c). Ur-
mează acoperirea plăcuței cu SiO_2 și cu stratul fotosensibil și procesul de-
scris mai sus se repetă în vederea realizării unei regiuni de tip N (fig. 5.5, d).
În final se depun contactele ohmice și se protejează suprafețele cu un

strat de SiO_2 , rezultînd un tranzistor N^+P^*N (fig. 5.5, e); asteriscul are
semnificația unei concentrații variabile cu distanța.

Tranzistorii *mesa* și planari fac parte din categoria tranzistorilor
drift; tranzistorii planari au performanțe mai ridicate dat fiind controlul

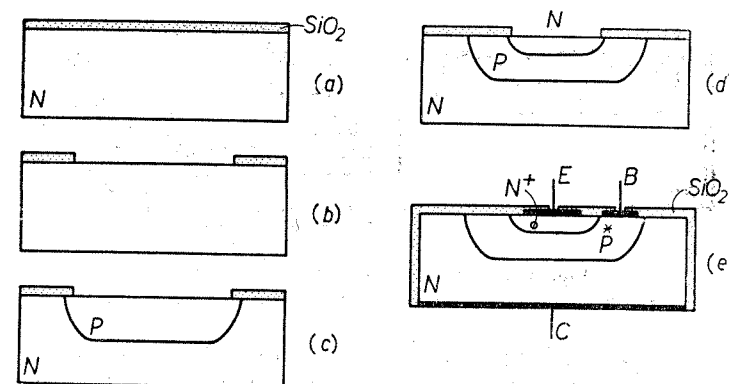


Fig. 5.5. Etapele de fabricare a tranzistorilor planari:
a — eșantionul inițial de Si tip N ; b — îndepărtarea stratului de SiO_2 din
porțiunile dorite prin metode fotorezistive; c — realizarea unei regiuni P ;
d — realizarea unei regiuni N^+ ; e — tranzistorul final de tip N^+P^*N .

riguros al dimensiunilor regiunilor și protecția cu SiO_2 (curenți inversi
foarte mici). Un neajuns al tranzistorilor planari este acela că rezistența
de volum a regiunii de colector este relativ mare.

5) *Tranzistori planari-epitaxiali*. Acești tranzistori pot fi fabricați prin
două procedee.

a) Pe o plăcuță inițială de Si tip N , foarte pu-
ternic dopată, se realizează prin creștere epitaxială,
un strat tot de tip N , însă cu concentrație foarte
mică; urmează apoi procedeul planar descris
mai sus (dublă difuzie), rezultînd tranzistorul

din figura 5.6, care are structura $N^+P^*NN^+$ (tran-
zistor planar realizat prin difuzie și epitaxie).

b) Se pleacă tot de la o plăcuță de Si tip N
puternic dopată, însă regiunile de colector, bază
și emitor se realizează toate prin creșteri epi-
taxiale; rezultă astfel un tranzistor planar
realizat numai prin utilizarea epitaxiei și a măștilor cu SiO_2 .

Tranzistorii planari-epitaxiali se utilizează la frecvențe ultrînalte și în
scheme de comutare; sînt tranzistori bipolari cu cele mai înalte performanțe
(frecvențe limită mai mari de 500 MHz, timpi de comutare de ordinul
nanosecundelor, curenți inversi I_{CO} și I_{EO} de ordinul a $10^{-9}A$).

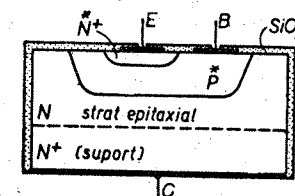


Fig. 5.6. Tranzistor planar-epi-
taxial avînd structura
 $N^+P^*NN^+$.

V.4. METODE DE FABRICARE A TRANZISTORILOR CU EFECT DE CÎMP

Pentru fabricarea tranzistorilor TEC se utilizează de obicei următoarele tehnologii: difuzia, creșterea epitaxială, mascări cu SiO_2 și straturi fotosensibile, evaporarea sub vid. Drept material se utilizează Si care a permis obținerea unor dispozitive cu foarte bune performanțe; există, de asemenea, construcții pe bază de Ge, GaAs, CdS.

1) *Metode de fabricare a tranzistorilor TECJ.* Considerăm un substrat masiv de Si tip P^+ pe care se realizează prin creștere epitaxială un strat

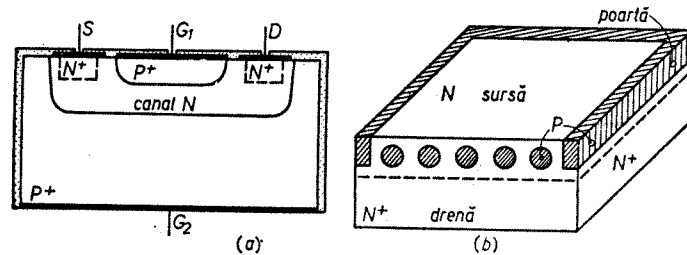


Fig. 5.7. Construcții de tranzistori TECJ:
a - structură clasică; b - structură multicanal (gridistorul).

de tip N ; apoi prin difuzie (sau creștere epitaxială) se realizează o regiune de tip P^+ (fig. 5.7, a). În toate etapele tehnologice se utilizează protecția și mascarea cu straturi subțiri de SiO_2 ; pentru îndepărtarea stratului de SiO_2 din locurile dorite se utilizează metoda straturilor din substanțe fotosensibile (strat fotorezistiv) descrisă în paragraful precedent. Regiunile de tip P^+ formează porțile G_1 , G_2 , iar regiunea N constituie canalul. Urmează depunerea contactelor ohmice pentru porți, sursă și drenă, pasivizarea suprafețelor și încapsularea dispozitivului; în locurile unde se fixează contactele ohmice pentru sursă și drenă se realizează niște regiuni N^+ .

O construcție deosebită de TECJ este structura multicanal numită *gridistor* (fig. 5.7, b) care se obține printr-un proces combinat de difuzie și creștere epitaxială. Pe un suport de Si tip N^+ obținut prin difuzie, care constituie drenă se realizează prin mascări adecvate cu SiO_2 și difuzie un număr de cilindri de tip P , care se conectează împreună, în partea posterioară a figurii; aceste regiuni de tip P formează o grilă între sursă și drenă. Prin creștere epitaxială se realizează apoi o regiune N care constituie sursa. Lungimea canalului între sursă și drenă este foarte mică, astfel se pot realiza dispozitive de frecvențe ridicate și putere mare. Gridistorul se distinge, de asemenea, prin valori ridicate ale transconductanței.

2) *Metode de fabricare a tranzistorilor TECMOS.* Cele mai bune rezultate la acest tip de tranzistori s-au obținut prin utilizarea siliciului, datorită în special faptului că SiO_2 joacă rol de strat izolator și strat de protecție (pasivizare) a suprafeței dispozitivului; se utilizează, de asemenea, Ge, GaAs, CdS.

În cazul tranzistorilor TECMOS cu canal indus se utilizează în special difuzia, principalele etape de fabricare fiind: acoperirea substratului inițial de tip P cu un strat de SiO_2 și îndepărtarea oxidului din locurile unde

vor fi amplasate sursa și drenă (fig. 5.8, a); realizarea prin difuzie a regiunilor N^+ (fig. 5.8, b); reglarea stratului izolator dintre poartă și substratul semiconductor (fig. 5.8, c); depunerea prin evaporare a stratului metalic care constituie poarta și fixarea contactelor ohmice, rezultând construcția din figura 5.8, d.

Performanțele dispozitivului depind în principal de grosimea stratului izolator poartă-substrat, de lungimea canalului între sursă și drenă, de con-

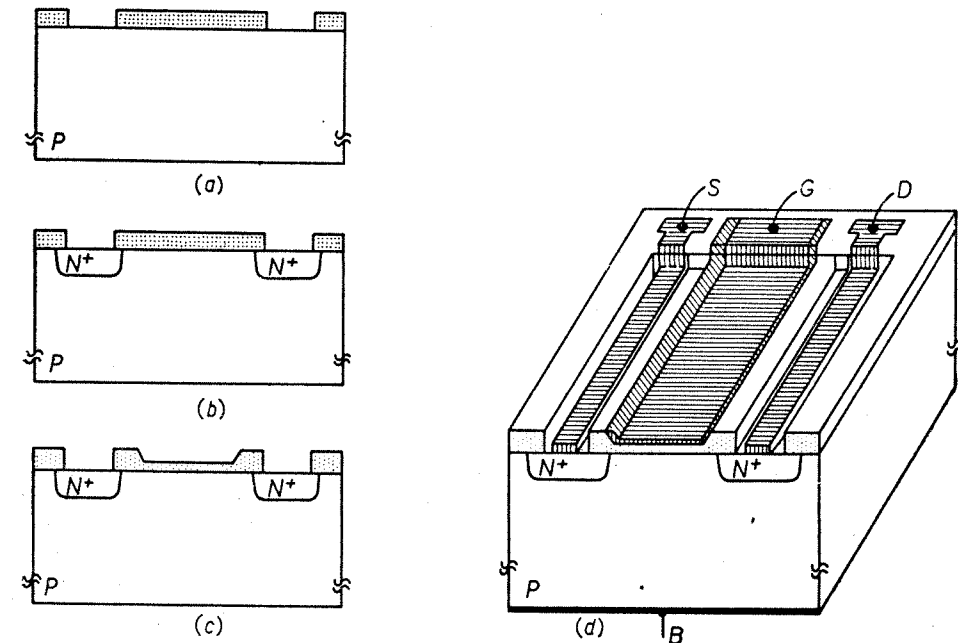


Fig. 5.8. Etapele de fabricare a tranzistorului TECMOS cu canal indus:
a - eșantion inițial cu orificii în stratul de SiO_2 pentru realizarea sursei și drenă; b - realizarea regiunilor N^+ prin difuzie; c - reglarea grosimii stratului izolator; d - construcția finală.

centrația impurităților în substrat, de metoda de formare a stratului de oxizi care determină valoarea densității de sarcini pozitive Q_{ss} . Astfel, pentru mărirea lui g_m trebuie micșorată grosimea stratului izolator x_0 , dar prin această crește pericolul străpungerii electrice dintre poartă și canal, deci va rezulta un tranzistor cu tensiuni de străpungere V_D mai mici; valoarea curentului I_D depinde de adâncimea Z a canalului. Frecvența limită de funcționare depinde în principal de capacitatea dintre drenă și poartă și de lungimea canalului (f variază invers proporțional cu L).

În cazul tranzistorilor TECMOS cu canal inițial, singura problemă deosebită care apare este realizarea canalului inițial. Acest canal poate fi realizat fie prin creștere epitaxială, fie pe baza fenomenului de redistribuție a impurităților în procesul de oxidare termică a suprafeței siliciului. Fenomenul de redistribuție a impurităților este arătat în figura 5.9. Inițial, substratul semiconductor este dopat cu impurități acceptoare (Al) și cu impurități donoare (P) și $N_A > N_D$ (fig. 5.9, a). Datorită faptului că Al și P au coeficienți de segregare K_s diferiți (K_s reprezintă raportul dintre con-

centrația de echilibru a impurității din semiconductor și cea din oxid), după oxidarea termică, pe un spațiu mic din apropierea suprafeței avem $N_D > N_A$ (fig. 5.9, b), adică ia naștere un canal de tip N pe substratul de tip P.

Există construcții de tranzistori TECMOS cu două porți (fig. 5.10), unde poarta G_2 conectată la o tensiune pozitivă continuă joacă rolul de ecran;

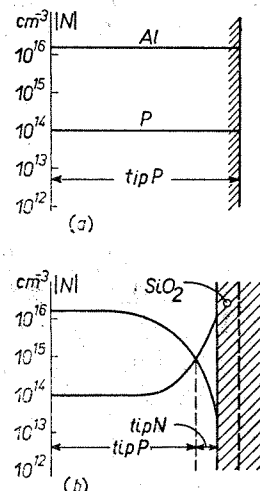


Fig. 5.9. Fabricarea tranzistorilor TECMOS cu canal inițial prin utilizarea fenomenului de redistribuție a impurităților în procesul de oxidare termică a Si: a — distribuția inițială și b — după oxidare.

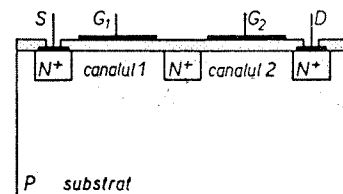


Fig. 5.10. Construcția tranzistorului TECMOS cu două porți.

prin aceasta se micșorează capacitatea parazită de reacție dintre drenă și poarta G_1 . Semnalul alternativ de intrare se aplică pe poarta G_1 comandînd canalul 1. În regim normal de funcționare, canalul 2 este deschis de către tensiunea continuă aplicată pe G_2 ; din punct de vedere alternativ, poarta G_2 este conectată la sursă, prin urmare constituie un ecran între poartă și drenă.

V.5. CIRCUITE INTEGRATE. CONSIDERAȚII GENERALE, DEFINIȚII, CLASIFICĂRI

V.5.1. Considerații generale

Creșterea extrem de rapidă a complexității aparaturii și echipamentelor electronice a pus în fața constructorilor și utilizatorilor probleme dificile legate de următoarele aspecte principale: 1) dimensiuni, greutate, putere consumată; 2) fiabilitate (siguranța și timpul de funcționare a aparaturii respective în limitele unor performanțe și parametri stabiliți inițial); 3) preț de cost; 4) performanțe.

În legătură cu primul aspect a fost introdusă noțiunea de *microelectronică* ca domeniu special al electronicii, care se ocupă cu miniaturizarea (sau microminiaturizarea) dispozitivelor și componentelor electronice. În această direcție au fost realizate progrese importante în baza elementelor discrete (distincte) fără a recurge la circuitele integrate. Astfel, în 1950 densitatea de elemente electronice realizate discret (distinct) ajunsese la circa 10^5 m⁻², iar în 1965, la $2 \cdot 10^6$ m⁻²; la nivelul anului 1972, această densitate se evaluează la $10^7 \div 10^8$ m⁻².

Problema principală care trebuie depășită în domeniul creșterii complexității echipamentelor electronice nu este aceea a dimensiunilor, greutății și puterii consumate, ci problema *fiabilității*. Pe măsura creșterii numărului de elemente active și pasive din echipamentele electronice, crește și probabilitatea de defectare a acestora; în plus, numărul mare de conexiuni (la fiecare element discret revin în medie 5 conexiuni) constituie o cauză importantă a scăderii fiabilității.

Doi factori fundamentali au obligat pe constructorii și utilizatorii din domeniul electronicii să rezolve radical problema fiabilității: ordinatorile de foarte mare capacitate, — din cauza dimensiunilor lor uriașe —, și zborurile spațiale cu piloți, — din cauza securității cosmonauților. Un câștig esențial în domeniul fiabilității a putut fi realizat prin fabricarea *circuitelor integrate* (CI), care reprezintă dispozitive electronice complexe ce conțin mai multe elemente active și pasive de circuit realizate într-un singur bloc. Particularitatea deosebită a CI o constituie faptul că diferitele elemente constitutive nu sînt realizate ca elemente discrete, separat încapsulate, ci funcțiile diferitelor elemente de circuit sînt efectuate de diferite porțiuni ale unui bloc semiconductor, adecvat tratate prin intermediul unei tehnologii complicate. În felul acesta se reduce numărul conexiunilor și a intervențiilor manuale, avînd loc o creștere esențială a fiabilității; desigur fiabilitatea elementelor componente (diode, tranzistori, rezistori, condensatori, bobine) rămîne aproximativ aceeași, însă după ce un circuit integrat complex a fost găsit bun la controlul de calitate, el este mai puțin supus variațiilor aleatorii și greșelilor rezultate în urma interconectărilor. Numai prin utilizarea circuitelor integrate este atacată direct — în sensul rezolvării — problema „tiraniei numerelor”, adică efectul scăderii fiabilității ca urmare a creșterii extraordinare a complexității echipamentelor electronice și a numărului de elemente utilizate.

Cu privire la cel de-al treilea aspect trebuie precizat că tehnica CI, la fel ca orice tehnică sau industrie nouă, își face definitiv loc numai în momentul în care ea devine competitivă economic. Deși pentru fabricarea CI este necesară o tehnologie extrem de perfecționată, s-a constatat că prețul de cost al unui circuit integrat global (amplificator liniar cu mai multe etaje, amplificator operațional, oscilator sinusoidal, registru de numărare etc.) este mai mic decît al ansamblului format din piese discrete, care efectuează aceeași funcție și are aceleași performanțe. Se estimează că în viitorul apropiat, prețul de cost al echipamentelor electronice realizate cu CI va fi mult mai mic decît cel al echipamentelor realizate cu componente discrete. Astfel, alături de creșterea fiabilității, scăderea prețului de cost constituie o trăsătură esențială a CI.

În legătură cu cel de-al patrulea aspect trebuie relevat că, în virtutea tehnologiei de fabricație, echipamentele electronice realizate cu CI pot avea performanțe superioare față de cele realizate cu piese convenționale. În cazul circuitelor de comutare (circuite logice și de calcul) se pot realiza timpi de comutare și propagare foarte mici și o mare siguranță de funcționare; în cazul circuitelor liniare se înlătură cuplajele parazite, neadaptările și neliniaritățile și se mărește raportul semnal/zgomot.

În continuare se prezintă cîteva chestiuni cu privire la clasificarea CI, structura lor și principalele tipuri utilizate în practică. Avînd în vedere că tehnologia de fabricație este, în linii mari, asemănătoare cu cea de la tranzistorii bipolari și TEC (difuzie simplă și dublă, creștere epitaxială, creștere

epitaxială-difuzie, mascări cu straturi de oxizi sau ceramică, efectuarea de orificii cu ajutorul straturilor fotosensibile etc.), nu ne vom opri pe larg asupra acestei probleme, ci vor fi subliniate unele particularități și tehnici speciale.

V.5.2. Clasificări, definiții

Deși o mare varietate de CI se utilizează cu succes în toate domeniile științei și tehnicii, în literatura de specialitate nu există încă o terminologie și o clasificare unanim acceptată pentru aceste circuite. În paragraful de față se vor prezenta cele mai des întâlnite definiții și clasificări.

Principalele criterii de clasificare sînt: 1) numărul de elemente pasive și active conținute într-un bloc CI; 2) modul de realizare și conectare a elementelor în blocul respectiv; 3) tehnologia utilizată și natura diferitelor straturi și regiuni ce intervin în fabricarea unui bloc CI.

1) După numărul componentelor incluse într-un singur bloc CI distingem: a) integrare pe scară medie (ISM), cînd blocul CI conține pînă la 100 componente (elemente) distincte; b) integrare pe scară largă (ISL), cînd blocul CI conține mai mult de 100 elemente. Această clasificare are importanță în special la utilizarea CI în tehnica de calcul, automatizări, telecomenzi. Blocurile CI din sistemul ISL se utilizează în echipamentele de mari dimensiuni (de mare capacitate), în care rolul determinant este jucat de fiabilitate. Avînd în vedere că în aceste echipamente, majoritatea circuitelor sînt cu *redondanță* și că defectarea unui singur element din bloc necesită înlocuirea întregului bloc, rezultă o anumită risipă de materiale prin utilizarea blocurilor din sistemul ISL; de asemenea, blocurile din sistemul ISL sînt mai puțin *flexibile* atunci cînd este necesară schimbarea interconexiunilor pentru a realiza alte funcții decît cele proiectate inițial. Pe de altă parte, utilizarea blocurilor CI din sistemul ISM, deși are o flexibilitate mai mare, atrage după sine prezența unui număr mare de interconexiuni, deci fiabilitatea este mai mică. În general, se găsește o soluție optimă pentru domeniul în care se prevede utilizarea CI date.

2) După modul de realizare și conectare a diferitelor elemente componente în cadrul unui bloc CI distingem două *nivele* de integrare: a) blocul CI conține un număr de elemente active și pasive (tranzistori, diode, rezistori, condensatori etc.) realizate pe eșantioane separate de material; aceste elemente sînt montate pe aceeași plăcuță, conectate adecvat și încapsulate la un loc, astfel încît se obține un microansamblu care efectuează o anumită funcție complicată. Acest mod de integrare a constituit de fapt începutul tehnicii circuitelor integrate; b) blocul CI este format dintr-o singură bucată de material semiconductor, în care sînt realizate, pe diferitele sale regiuni, prin tehnologii adecvate, elementele active și pasive ce constituie blocul CI. În acest caz, elementele nu mai sînt distincte, ci mai degrabă se poate considera că diferitele regiuni ale bucății de material semiconductor efectuează funcțiile specifice acestor elemente; diferitele elemente sînt izolate sau conectate în interiorul blocului CI, după cum cere circuitul respectiv. În această direcție, tehnologia a ajuns departe, reușind să realizeze blocuri CI de dimensiuni foarte mici și de fiabilitate ridicată, ce pot efectua funcții extrem de complexe; au fost realizate densități de $5 \cdot 10^{11}$ elemente pe m^2 . Desigur

în marile echipamente electronice, această a doua cale a jucat și va juca un rol preponderent.

3) După tehnologia utilizată și natura diferitelor straturi și regiuni, în construcția CI se disting două direcții (procedee) de bază: a) prima direcție se referă la realizarea blocurilor CI sub formă de *straturi subțiri* depuse pe o plăcuță izolatoare; b) a doua direcție se referă la realizarea CI sub formă de *bloc monolitic semiconductor*. Dat fiind că între CI realizate sub formă de straturi subțiri și cele realizate sub formă de bloc monolitic semiconductor există deosebiri importante de tehnologie, proprietăți, performanțe și domenii de utilizare, ne oprim mai pe larg asupra acestui criteriu de clasificare. Adesea în literatură, criteriul 3) se ia drept unic criteriu de clasificare a CI, ca fiind cel mai complet și mai ilustrativ. Există și CI *hibride* în care o parte din elemente sînt realizate sub formă de straturi subțiri, iar o altă parte sînt realizate sub formă de bloc monolitic semiconductor.

V.6. CIRCUITE INTEGRATE BIDIMENSIONALE (ÎN STRATURI SUBȚIRI)

Circuitele integrate cu straturi subțiri se construiesc pe o plăcuță izolatoare — sticlă, ceramică, safir — numită substrat; denumirea de strat subțire delimitează grosimea straturilor utile la $0,1 \div 10 \mu m$.

Metodele de obținere a straturilor subțiri, precum și domeniile cele mai potrivite de aplicare sînt specificate în tabelul V.1 [12].

Tabelul V.1

Metoda	Aplicații
Evaporare sub vid	Rezistori, condensatori, rețele RC; metodă auxiliară în fabricarea dispozitivelor semiconductoare; pelicule magnetice
Evaporare sub vid cu reacții suplimentare	Dielectrici cu oxizi, rezistori, dopare, interconexiuni
Pulverizare catodică	Dielectrici pentru condensatori, rezistori, izolații, pelicule magnetice
Acoperire chimică	Întărirea (pronunțarea) conductorilor
Imprimare	Conductori, rezistori
Pulverizare	Straturi acoperitoare de protecție
Alierea	Metodă auxiliară la fabricarea dispozitivelor semiconductoare
Difuzia	Metodă auxiliară la fabricarea dispozitivelor semiconductoare
Oxidarea termică	Dielectrici pentru condensatori; straturi izolatoare, pasivizări de suprafețe

1) Inițial, straturile subțiri se utilizau numai pentru realizarea elementelor pasive de circuit, în special acolo unde rețelele pasive au un caracter iterativ: circuite logice și de calcul (realizate sub formă de module), celule de memorie, linii de întârziere, rețele pasive pentru amplificatorii operaționali. În acest cadru se disting trei direcții de utilizare (în marea majoritate a cazurilor straturile sînt metalice).

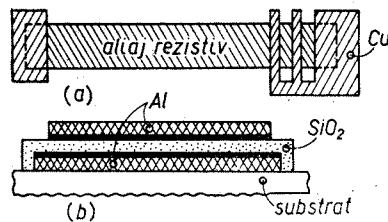


Fig. 5.11. Exemple de realizare a elementelor pasive de circuit sub formă de straturi subțiri prin evaporare: a — rezistor; b — condensator.

a) Prima direcție se referă la realizarea elementelor pasive și active de circuit sub formă de straturi subțiri. Conductorii, rezistorii și capacitorii se realizează, de obicei, prin evaporări sub vid succesive (la fiecare etapă se utilizează mascarea adecvată); exemple de realizare sînt arătate în figura 5.11, a — rezistor (valoarea rezistenței poate fi reglată cu ajutorul șinelor prevăzute la unul din capete), b — condensator (capacitor). Pentru realizarea rezistorilor peliculari se folosesc metale și aliaje și mai ales niște amestecuri de metale și dielectrice numite *cermeturi*; se pot folosi și semiconductori cu W_g mare (CdS, ZnTe, ZnSe, ZnS). Pentru realizarea capacitorilor se folosesc straturi metalice și SiO₂ ca dielectric.

b) A doua direcție este orientată în special spre tehnica ordinoarelor și se referă la straturile subțiri magnetice (pelicule magnetice). Pastilele magnetice avînd diametrul cuprins între $d = 3 - 10$ mm, realizate sub formă de strat subțire, constituie elemente cu două stări de echilibru stabil caracterizate prin inducțiile magnetice remanente $+B_r, -B_r$. Aceste pastile se utilizează în special ca elemente de memorie cu comutare rapidă; comutarea dintr-o stare de echilibru în cealaltă se efectuează printr-un proces rapid de remagnetizare rotațională.

c) A treia direcție se referă la utilizarea fenomenului de supraconductivitate, — dispariția totală a rezistenței electrice a anumitor metale cînd acestea se află la o temperatură mai scăzută decît cea critică (temperatura critică este de ordinul a cîteva grade Kelvin). Metalele cele mai utilizate sînt Sn, Pb, Ta, Hg, Nb. Cîmpul magnetic care distruge starea de supraconductivitate se numește cîmp critic. Pe baza acestui efect a fost realizat *criotronul* — un comutator microelectronic ideal, în care sînt combinate: disipare de putere extrem de mică, dimensiuni miniaturale, coeficient de amplificare mare și raport semnal/zgomot mic. Avînd în vedere și costul foarte scăzut, criotronul se utilizează pe scară largă în memoriile de mare capacitate și viteză ridicată. Un element criotron în varianta de realizare cu straturi subțiri are o construcție relativ simplă (fig. 5.12): pe un substrat de Pb se depune mai întîi un strat izolator, de exemplu, din SiO₂, apoi se depun două benzi din metale avînd cîmpurile magnetice critice de valori diferite, de exemplu, Pb și Sn; benzile sînt izolate între ele printr-un strat de SiO₂.

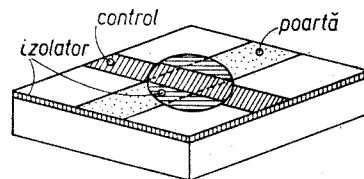


Fig. 5.12. Construcția unui element criotron.

2) Straturile subțiri semiconductoare au permis realizarea de dispozitive convenționale cu joncțiuni în varianta straturilor subțiri integrate, precum și realizarea unor dispozitive a căror funcționare se bazează pe principii noi, cum ar fi efectul de cîmp, efectul tunel, plasma în solide.

Pentru realizarea straturilor subțiri semiconductoare se pot utiliza diferite tehnologii, cele mai răspîndite fiind: evaporarea sub vid, pulverizarea catodică, epitaxia (creșterea cristalului dintr-o fază gazoasă prin intermediul unei reacții chimice). Alegerea tehnologiei este condiționată de natura semiconductorului, a substratului și de performanțele cerute de la dispozitiv. Din acest punct de vedere se disting două direcții principale în fabricarea dispozitivelor semiconductoare cu straturi subțiri.

a) Pentru fabricarea dispozitivelor semiconductoare bipolare, unde sînt necesare mobilități mari și timpi de viață apreciable, se impune ca substratul și semiconductorul să fie astfel alese încît să permită realizarea de straturi subțiri semiconductoare monocristaline pe substraturi amorfе sau policristaline. Există un număr limitat de materiale-substrat pe care pot fi realizate straturi monocristaline; din această cauză, dispozitivele semiconductoare bipolare cu straturi subțiri, avînd performanțe moderate, n-au căpătat o răspîndire prea mare.

b) Foarte răspîndite sînt dispozitivele semiconductoare unipolare, întrucît acestea sînt constituite din straturi subțiri policristaline, care pot fi ușor realizate pe substraturi amorfе sau policristaline. Cele mai mari progrese s-au realizat în domeniul fabricării blocurilor CI cu tranzistori unipolari cu efect de cîmp, în varianta straturilor subțiri, TSS. Utilizîndu-se straturi semi-

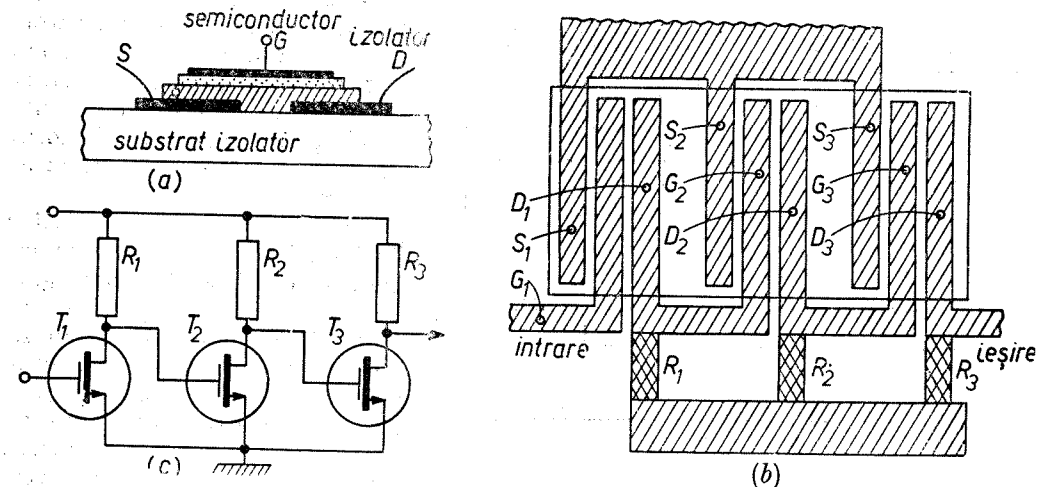


Fig. 5.13. Realizarea tranzistorilor TSS:

a — construcția unui tranzistor TSS; b — bloc CI cu trei tranzistori TSS; c — schema electrică corespunzătoare.

conductoare policristaline din CdS, care au o mobilitate ridicată, s-au obținut tranzistori cu funcționare sigură și performanțe acceptabile. Construcția unui tranzistor TSS care se utilizează în blocurile CI este arătată în figura 5.13, a. În figura 5.13, b este arătat un bloc CI format din trei tranzistori

TSS, rezistorii de sarcină și contactele pentru terminale; schema electrică corespunzătoare este arătată în figura 5.13, c.

În încheiere trebuie precizat că singurele elemente de circuit care nu pot fi realizate convenabil în cadrul circuitelor integrate cu straturi subțiri sînt transformatorii și bobinele de inducție; structura plană este incompatibilă pentru un cuplaj eficient al fluxurilor magnetice.

V.7. CIRCUITE INTEGRATE MONOLITICE (SCHEME SOLIDE)

Majoritatea blocurilor CI existente în prezent — și probabil cele care se vor realiza în viitorul apropiat — sînt circuite integrate semiconductoare monolitice; materialul semiconductor cel mai utilizat este Si. Un bloc CI monolitic este constituit dintr-un monocristal de Si de forma unei plăcuțe paralelipipedice avînd dimensiunile aproximative de $2 \times 1 \times 0,2 \text{ mm}^3$. Prin diferite procedee tehnologice (difuzie, microaliere etc.), în interiorul acestei structuri continue se realizează regiuni afirmate de tip *P* sau *N* care, interconectate adecvat, constituie elementele de circuit uzuale: diode, tranzistori, rezistori, capacitatori.

Progresele cele mai importante în fabricarea blocurilor CI monolitice au fost realizate prin dezvoltarea tehnologiei planare. Blocurile CI monolitice cuprind atît dispozitivele bipolare, cît și unipolare.

1) *Realizarea tranzistorilor.* Pentru realizarea tranzistorilor bipolari și unipolari se utilizează tehnologiile descrise la începutul acestui capitol. Deosebirea esențială care apare constă în faptul că diferitele dispozitive (și componente) cuprinse în CI se realizează pe un substrat monocristalin general.

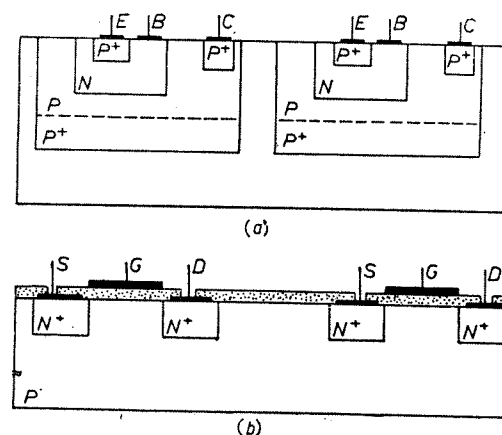


Fig. 5.14. Circuite integrate monolitice: a — doi tranzistori bipolari; b — doi tranzistori TECMOS.

lizare a doi tranzistori TECMOS pe același substrat este arătat în figura 5.14, b.

2) *Izolarea elementelor de circuit.* O problemă deosebită o constituie izolarea electrică a elementelor de circuit conținute într-un bloc CI. În practică, două metode se utilizează mai des.

a) Înconjurarea regiunii ce trebuie izolată de către o joncțiune *PN* care este polarizată invers în regimul normal de funcționare a blocului CI. De

obicei, joncțiunea *PN* este constituită din două părți: joncțiunea *PN* paralelă cu suprafața structurii, fiind formată din stratul de tip *P* și substratul de tip *N+*; joncțiuni *PN* laterale ce formează așa-numiții *pereți* (fig. 5.15).

Această metodă are două neajunsuri. În primul rînd, datorită suprafeței mari a joncțiunii, curenții inversi pot avea valori apreciabile (crescătoare

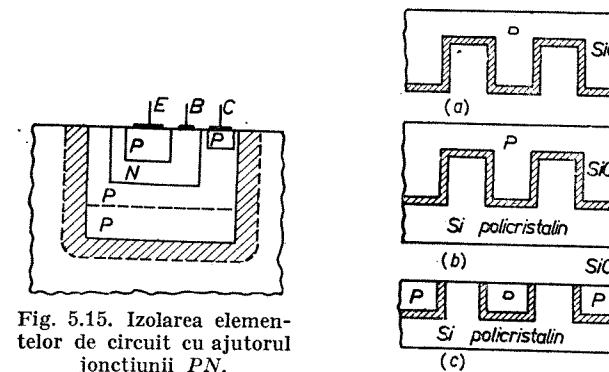


Fig. 5.15. Izolarea elementelor de circuit cu ajutorul joncțiunii *PN*.

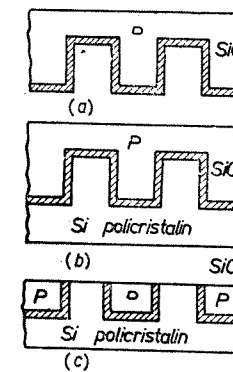


Fig. 5.16. Izolarea elementelor de circuit prin anvelope de SiO_2 .

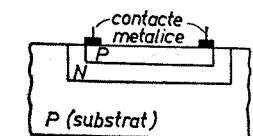


Fig. 5.17. Realizarea rezistorilor cu ajutorul regiunilor afirmate.

cu temperatura) care, în plus, pot fi amplificați printr-un efect tranzistor parazit. Al doilea neajuns este datorat capacităților joncțiunii polarizate invers; aceste capacități micșorează viteza de comutare și frecvența limită a circuitelor respective și sînt variabile cu tensiunea aplicată.

b) Pentru evitarea neajunsurilor de mai sus se utilizează alte metode de izolare, cum ar fi anvelope din SiO_2 sau ceramică, incluse în regiunile dorite din monocristal.

Un exemplu de izolare prin anvelope de SiO_2 este arătat în figura 5.16. În substratul monocristalin inițial se practică nișe și se depune un strat de SiO_2 (fig. 5.16, a); peste stratul de SiO_2 se realizează prin creșterea epitaxială un strat relativ gros din Si (fig. 5.16, b), care va servi ca suport general al CI (acest strat poate fi policristalin). Prin prelucrări mecanice și chimice se îndepărtează partea superioară a substratului inițial, rezultînd astfel mai multe regiuni de tip *P* izolate cu SiO_2 (fig. 5.16, c); aceste regiuni servesc ca substrat inițial pentru realizarea unor elemente separate, care apoi pot fi interconectate în mod convenabil.

3) *Realizarea rezistorilor.* Există în principal două metode de realizare a rezistorilor care intră în blocurile CI.

a) Prin intermediul regiunilor afirmate de tip *P* sau *N* și prin depunerea de straturi subțiri conductoare (rezistive) pe substraturi de SiO_2 . De exemplu, în cazul rezistorilor de valori mici se utilizează regiuni afirmate N^+ similare cu cele folosite la emitorii tranzistorilor *NPN*; pentru rezistori de valori ceva mai mari se utilizează regiuni afirmate *P* similare cu cele utilizate pentru bazele tranzistorilor; pentru rezistorii de valori foarte mari se utilizează straturi de Ni-Cr și SnO_2 depuse pe substrat de SiO_2 . Neajunsurile acestei metode constau în dimensiunile relativ mari ale rezistorilor și în condițiile nefavorabile de răcire. Un exemplu de realizare a rezistorilor prin utilizarea unei regiuni afirmate de tip *P* este arătat în figura 5.17; regiunea *N* a fost introdusă în scop de izolare.

b) Practica a arătat că este mai convenabil ca rezistorii să fie realizați cu ajutorul tranzistorilor. În primul rând, dimensiunile tranzistorului sînt, în general, mai mici decît ale rezistorului, iar prețul de cost este aproximativ același; în al doilea rînd se rezolvă mai ușor problema puterii disipate; în al treilea rînd, rezistorul-tranzistor prezintă o mai mare flexibilitate în utilizări.

Neajunsurile acestei metode sînt: influența temperaturii asupra valorii rezistenței și prezența unei capacități ce șuntează rezistența.

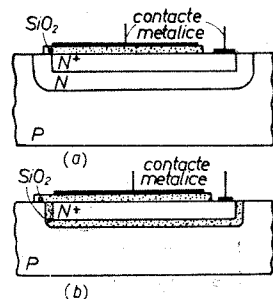


Fig. 5.18. Realizarea capacitatorilor prin tehnologia MOS: a — izolare cu joncțiune PN; b — izolare cu anvelopă de SiO_2 .

niară fapt care poate cauza distorsiuni ale semnalului sau generația pe armonici superioare.

b) Structura MOS constituie un capacitor aproape ideal, deoarece capacitatea nu depinde de tensiunea aplicată, iar stratul izolator este fără pierderi. Avantajul esențial al structurii MOS este faptul că pot fi realizate capacități foarte mari pe unitatea de suprafață. De exemplu, în cazul stratului izolator de SiO_2 care are $\epsilon_r = 4$, avînd grosimea de $800 \div 1000 \text{ \AA}$, se obține $C = 500 \text{ pF/mm}^2$. Un exemplu de realizare a capacitatorilor MOS este arătat în figura 5.18; izolația față de substratul inițial poate fi realizată cu ajutorul unei joncțiuni PN polarizate invers (fig. 5.18, a) sau cu o anvelopă de SiO_2 (fig. 5.18, b).

V.8. TIPURI DE CIRCUITE INTEGRATE

Din punctul de vedere al domeniului de utilizare, circuitele integrate pot fi împărțite în două mari grupe: circuite integrate liniare și circuite integrate digitale (logice, de calcul, de memorie etc.).

În cadrul fiecărei grupe există numeroase tipuri și variante; în continuare se prezintă numai cîteva exemple mai ilustrative.

V.8.1. Circuite integrate liniare

Una din primele realizări în această direcție o constituie fabricarea *tranzistorului compus* care este format din doi tranzistori în conexiune Darlington (fig. 5.19). Avantajul esențial al configurației Darlington este valoarea ridicată a cîștigului de curent în conexiune EC, care este aproximativ egal cu produsul cîștigurilor de curent ai celor doi tranzistori componenți.

Aproape în toate circuitele integrate liniare se folosește amplificatorul diferențial, — în diferite variante —, datorită performanțelor sale și flexibilității de utilizare. Aceste performanțe sînt: impedanța de intrare mare, astfel încît nu va constitui o sarcină importantă pentru sursa comună de semnal; impedanța de ieșire mică, deci poate ataca mai mulți receptori con-

Fig. 5.20. Bloc CI liniar: amplificator → diferențial.

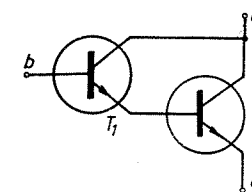
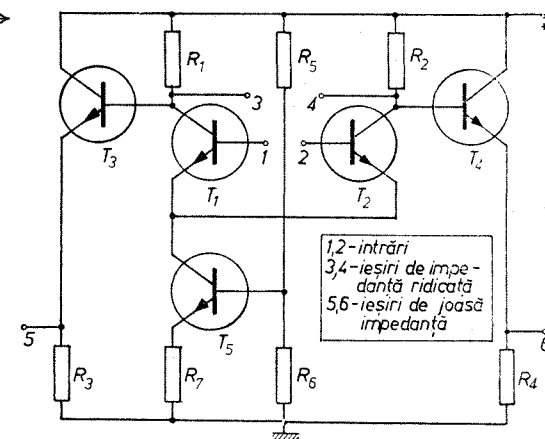


Fig. 5.19. Tranzistorul compus (conexiune Darlington).



mitent; coeficient de amplificare mare care poate fi controlat în limite largi prin aplicarea reacției (negative); bandă de trecere suficient de largă care, de asemenea, poate fi controlată prin circuite de reacție de compensare. Un circuit integrat liniar reprezentînd un amplificator diferențial este arătat în figura 5.20. Amplificatorul propriu-zis este constituit din tranzistorii T_1 și T_2 ; tranzistorul T_5 formează o sursă de curent constant, care mărește impedanța de intrare și gama dinamică a amplificatorului; tranzistorii T_3 și T_4 sînt folosiți ca repetori pe emitor pentru a obține o impedanță mică de ieșire.

O altă schemă tipică realizată în cadrul blocurilor CI liniare este amplificatorul operațional, care reprezintă un amplificator cu cuplaj direct (continuu) și cu reacție negativă reglabilă, fiind caracterizat prin următoarele performanțe: coeficient de amplificare foarte mare în buclă deschisă ($A = 10^4 \div 10^6$); impedanță de intrare mare; impedanță de ieșire mică;

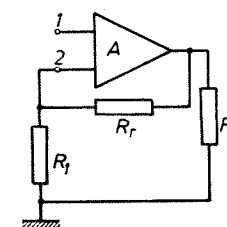


Fig. 5.21. Amplificator operațional realizat în bloc CI.

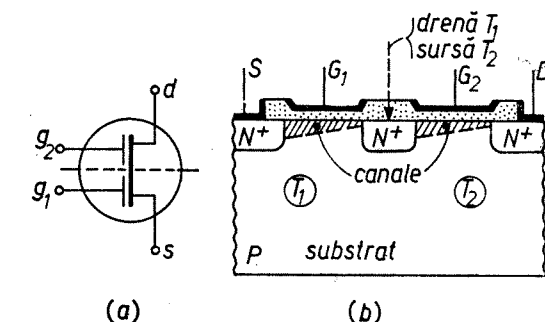


Fig. 5.22. Montajul cascadă realizat cu o tetrodă TECMOS în bloc CI: a — schema; b — construcția.

caracteristicile amplificatorului pot fi controlate în limite largi cu ajutorul reacției negative. Notăția simplificată a amplificatorului operațional, la fel ca și a altor amplificatori, este un triunghi; în figura 5.21 se arată un amplificator operațional la care semnalul de reacție se aplică la intrarea ce inversează faza semnalului, prin intermediul rezistorului R_f .

Pentru obținerea unor amplificatori de radiofrecvență (RF) cu zgomote proprii foarte mici se utilizează montajul *cascodă* echipat cu triode. Performanțe cu totul superioare s-au obținut prin realizarea montajului *cascodă* cu tranzistori TECMOS, în varianta circuitelor integrate. Astfel, în loc de doi tranzistori TECMOS s-a realizat o *tetradă* de tip TECMOS (fig. 5.22, a); construcția acestei tetrode este arătată schematic în figura 5.22, b.

V.8.2. Circuite integrate digitale

Se apreciază că cea mai mare dezvoltare o au circuitele integrate digitale, întrucât ele prezintă o anumită uniformitate atât ca schemă electrică, cât și ca structură fizică; astfel, aceste circuite au prețul de cost scăzut și fiabilitatea ridicată. Explicarea funcționării diferitelor circuite logice va fi dată ulterior și aici se prezintă numai principalele direcții de utilizare.

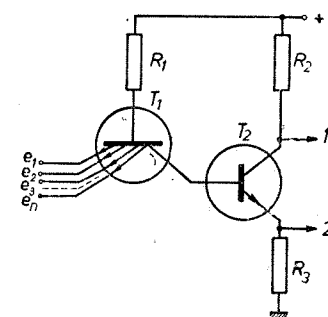


Fig. 5.23. Construcția tranzistorului multiemitor.

În cadrul logicii tranzistor-tranzistor, LTT (Transistor-Transistor-Logic, TTL), o largă utilizare au căpătat *tranzistorii multiemitor* (fig. 5.23); semnalele de intrare se aplică pe emitorii e_1, e_2, \dots, e_n . Conectând în mod corespunzător acest tranzistor cu elementele în aval pot fi realizate principalele operații logice, NU, ȘI, SAU, ȘI-NU, SAU-NU, având mai multe intrări și ieșiri.

Avantajul esențial al logicii LTT față de logica diodă-tranzistor LDT (Diode-Transistor-Logic, DTL) este viteza mare de comutare și o mai mare flexibilitate în interconectări.

O siguranță de funcționare ridicată și o mare flexibilitate în utilizare sînt proprii bistabilului *stăpîn-sclav* (master-slave) [16] (numit și bistabil de tip JK) realizat cu tranzistori bipolari integrați. Acești bistabili se utilizează în blocurile de comandă și blocul aritmetic al calculatoarelor electronice de pe navele cosmice și maritime, avioane etc.

Capitolul VI

TUBURI ELECTRONICE

VI.1. INTRODUCERE

Dispozitivele semiconductoare prezintă avantaje importante în raport cu tuburile electronice, sub mai multe aspecte: dimensiuni, consum de energie și randament total, robustețe mecanică, ușurința întreținerii, timp de

funcționare, posibilități de microminiaturizare. Drept urmare, tuburile electronice și ionice clasice se utilizează tot mai puțin în aparatura electronică de larg consum și profesională. Există însă tuburi electronice, cum ar fi, tuburile catodice, videocaptoare și fotoelectronice (fotomultiplicatori), tuburile de emisie și cele de putere utilizate la frecvențe înalte, a căror înlocuire de către dispozitivele semiconductoare nu apare ca iminentă în etapa actuală.

În capitolul de față se prezintă mai întâi câteva considerații cu privire la emisiile electronice, apoi se descriu succint tuburile electronice și ionice clasice. În încheiere sînt prezentate mai pe larg tuburile catodice și fotoelectronice.

VI.2. CONSIDERAȚII ASUPRA EMISIEI ELECTRONICE

Prin emisie electronică se înțelege extragerea electronilor dintr-un solid prin comunicarea unei energii din exterior. După natura energiei comunicate distingem mai multe tipuri de emisie electronică.

a) *Emisia termoelectronică* are loc cînd energia comunicată electronilor este de natură termică.

b) *Emisia de cîmp* (prin efect Schottky) reprezintă o emisie termoelectronică în prezența unui cîmp electric extern la suprafața de emisie.

c) *Emisia autoelectronică* (prin efect tunel) are loc în prezența unui cîmp electric extern foarte intens la suprafața emisiei; acest tip de emisie se mai numește și *emisie la rece*, deoarece poate avea loc și atunci cînd solidul nu este încălzit.

d) *Emisia fotoelectronică* are loc cînd electronii capătă energii suplimentare în urma absorbției de către solid a cuantelor luminoase.

e) *Emisia secundară* are loc cînd suprafața solidului este bombardată cu un flux de particule, în particular, un flux de electroni.

În continuare se prezintă fenomenologic aceste tipuri de emisie.

VI.2.1. Emisia termoelectronică

1) *Emisia termoelectronică la metale*. Acest tip de emisie a fost pus în evidență în mod experimental de către Edison (1883).

Considerăm modelul benzilor energetice la metale, în aproximația Sommerfeld (fig. 6.1, a); electronii cvasilibri se găsesc în groapa de energie potențială a cărei adîncime este W_o (egală cu intervalul energetic cuprins între limita inferioară a BV și nivelul de ionizare). Presupunind că la temperatura camerei ($T \approx 300$ K), energia maximă a electronilor este W_F , pentru a părăsi metalul electronii trebuie să primească din exterior o energie suplimentară cel puțin egală cu $W_{\Phi M}$; energia $W_{\Phi M}$ se numește funcție de lucru a metalului sau lucru de extracție extern și are valoarea

$$W_{\Phi M} = W_o - W_F. \quad (6.1)$$

Electronii avînd energia totală $W \leq W_o$ se pot deplasa liber în volumul metalului, însă ajungînd la suprafață întîlnesc bariera de energie potențială W_o pe care n-o pot depăși; ei sînt *reflectați* (respinși) în volumul eșantionului considerat.

Densitatea curentului de emisie este dată de *legea Richardson-Dushman*

$$j_e = A T^2 \exp(-W_{\Phi M}/kT), \quad (6.2)$$

unde k este constanta Boltzmann, T este temperatura Kelvin, iar A este o constantă universală

$$A = 4\pi q m_n^* k^2 / h^3 \simeq 120 \text{ amperi/cm}^2 \cdot \text{grd}^2; \quad (6.3)$$

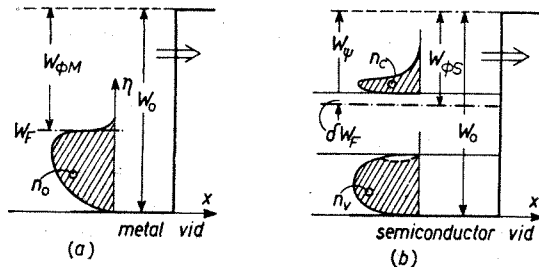


Fig. 6.1. Emisia termoelectronică:
a - la metale; b - la semiconductori de tip N.

Considerăm un semiconductor de tip N (fig. 6.1, b) pentru care funcția de lucru

$$W_{\Phi S} = \delta W_N + W_{\psi} \quad (6.4)$$

are valori mult mai mici decât în cazul metalelor. Expresia lui j_e este analogă cu (6.2).

$$j_e = A T^2 \exp[-(\delta W_N + W_{\psi})/kT]; \quad (6.5)$$

în general, $W_{\Phi S} < W_{\Phi M}$, deci pentru o temperatură dată, densitatea curentului de emisie la semiconductori este mai mare decât la metale.

3) *Corecții asupra formulei Richardson-Dushman.* La verificarea experimentală a legii (6.2) s-au constatat abateri importante, în special micșorarea constantei A . La deducerea expresiei (6.2) au fost neglijăți o serie de factori, dintre care cei mai importanți sînt: reflexii ale electronilor la suprafața emisivă, prezența sarcinii spațiale electronice în apropierea suprafeței, prezența cîmpului electric extern, forma reală a barierei energetice.

a) Electronii din metal, de energie $W \geq W_0$, se deplasează spre suprafață, unde este localizată bariera energetică W_0 ; nu toți acești electroni părăsesc metalul, o parte sînt *reflecți* spre interior. Acest proces este caracterizat prin coeficientul de reflexie mediu, \bar{R} ; astfel, în formula (6.2) trebuie introdus coeficientul de transfer mediu $\bar{D} = 1 - \bar{R}$,

$$j_e = \bar{D} A T^2 \exp(-W_{\Phi M}/kT) = A' T^2 \exp(-W_{\Phi M}/kT), \quad (6.6)$$

unde $A' = \bar{D} A$ are valori cuprinse între $20 \div 80 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{grd}^2$.

b) La deducerea expresiei (6.2) s-a presupus că electronii care au părăsit metalul sînt îndepărtați de la suprafața emisivă și nu mai intervin în procesele ulterioare. În cazul cînd asupra electronilor emiși nu acționează un cîmp electric extern, aceștia formează o sarcină spațială (avînd densitatea maximă în imediata apropiere a suprafeței) care va diminua curentul de emisie.

deducerea riguroasă a legii (6.2) este dată în [1].

2) *Emisia termoelectronică la semiconductori.* Densitatea curentului de emisie depinde de concentrația electronilor în BV, BC și de poziția nivelului Fermi, mărimi care sînt puternic influențate de natura și concentrația impurităților.

c) Atunci cînd la suprafața emisivă este prezent un cîmp electric extern, avînd sensul din exterior spre suprafața emisivă, se observă o creștere a curentului de emisie; această creștere se efectuează prin două mecanisme distincte.

În primul rînd, cîmpul electric E micșorează funcția de lucru a materialului (efect Schottky); astfel, funcția de lucru efectivă devine

$$W_{\Phi E} = W_{\Phi} - \Delta W_E, \quad (6.6')$$

unde $\Delta W_E = q^{3/2} E^{1/2} / \sqrt{4\pi\epsilon}$. Densitatea curentului de emisie devine

$$j_E = \bar{D} A T^2 \exp(-W_{\Phi E}/kT) = j_e \exp(q^{3/2} E^{1/2} / kT \sqrt{4\pi\epsilon}), \quad (6.7)$$

expresie ce reprezintă *legea lui Schottky*.

În al doilea rînd, cîmpul electric extern deformează (în sensul îngustării) bariera energetică (fig. 6.2, a), făcînd posibilă tunelarea acesteia de către electronii din metal avînd energia totală mai mică decât W_0 . Astfel, peste curentul termoelectronic propriu-zis se suprapune un curent tunel, care poate lua valori foarte mari atunci cînd E are valori ridicate. Emisia prin efect tunel se mai numește *emisie la rece* sau *autoelectronică*, deoarece poate avea loc și cînd materialul nu este încălzit.

d) În toate cazurile reale, forma barierei energetice diferă de cea idealizată din figura 6.1, a. La aceasta concură în principal doi factori: existența stratului electric dublu la suprafața materialului și acțiunea *forțelor imagine*. Forța imagine F_i este rezultatul interacțiunii dintre un electron emis și ionii din nodurile rețelei cristaline; în interiorul materialului, F_i are o valoare medie nulă, iar în apropierea suprafeței este îndreptată spre interior (similar ca la tensiunea superficială). Forma reală a barierei energetice este arătată în figura 6.2, b.

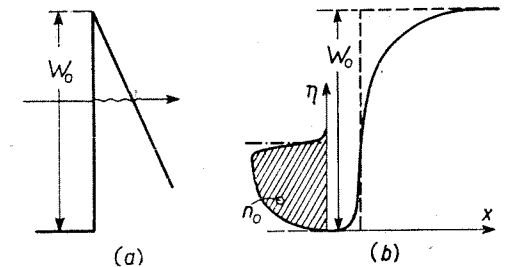


Fig. 6.2. Forma barierei energetice:
a - deformarea barierei energetice sub influența unui cîmp electric extern; b - forma reală a barierei energetice.

VI.2.2. Emisia fotoelectronică

Emisia fotoelectronică (efectul fotoelectric extern) constă în emiterea electronilor de către solide cînd acestea sînt supuse acțiunii unui flux luminos. Acest tip de emisie este guvernată de două legi principale:

a) densitatea curentului fotoelectronic j_f este proporțională cu intensitatea fluxului luminos Φ absorbit pe unitate de suprafață emisivă (Φ este considerat monocromatic). Legea a fost stabilită de *Stoletov* și are o importanță deosebită la construcția tuburilor fotoelectronice;

b) energia maximă a electronilor emiși este direct proporțională cu frecvența radiației și nu depinde de intensitatea ei. Această lege a fost stabilită experimental de *Lenard* și formulată teoretic de *Einstein*, de aceea este cunoscută sub denumirea de *legea lui Einstein*.

1) *Emisia fotoelectrică la metale.* Pentru deducerea legii lui Einstein ne referim la figura 6.3. Presupunem că temperatura metalului este relativ scăzută, prin urmare înainte de absorbția cuantei luminoase, energia maximă a electronilor este W_F . După absorbția cuantei de energie $h\nu$, electronul părăsește metalul, avînd energia totală (în raport cu limita inferioară a gropii de energie potențială) $W_0 + W_e$, unde W_e este energia cinetică a fotoelectronilor. Scriind bilanțul energetic rezultă

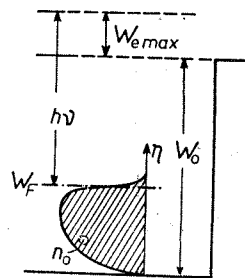


Fig. 6.3. Emisia fotoelectrică la metale.

$$W_F + h\nu = W_0 + W_{e \max}, \quad (6.8)$$

de unde

$$W_{e \max} = \frac{m v_{\max}^2}{2} = h\nu - W_\Phi, \quad (6.9)$$

expresie ce reprezintă legea lui Einstein sub formă generală. Micșorînd treptat frecvența radiației, se ajunge la situația cînd $W_{e \max} = 0$, adică emisia fotoelectrică încetează total pentru frecvența critică

$$\nu_0 = W_\Phi/h; \quad (6.10)$$

ν_0 constituie *pragul de roșu* al emisie fotoelectronice pentru materialul considerat. Ținînd seama de (6.10), legea lui Einstein se poate pune sub formă

$$W_{e \max} = h(\nu - \nu_0), \quad (6.11)$$

lația care se utilizează la verificările experimentale. Din relația (6.10) se observă că lungimea de undă critică depinde de funcția de lucru

$$\nu_0 = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{hc}{W_\Phi} = \frac{12\,300}{W_\Phi} \text{ \AA}, \quad (6.12)$$

unde W_Φ se măsoară în electronvolți.

Densitatea curentului fotoelectric este dată de *legea lui Fowler* care, în cazul temperaturilor scăzute, are expresia

$$j_f = \frac{\alpha A_0 h^2}{2k^2} (\nu - \nu_0)^2, \quad (6.13)$$

unde A_0 este constanta universală din formula Richardson-Dushman, k este constanta Boltzmann, α este *coeficientul de absorbție* definit ca raportul dintre numărul electronilor excitați (prin absorbție de cuante luminoase) cuprins într-un volum egal cu unitatea și concentrația electronilor cvasilibri din metal.

Caracteristica spectrală. Emisia fotoelectrică a unui material poate fi caracterizată prin *sensibilitatea* (constanta) γ_f , care se definește ca raportul dintre densitatea curentului fotoelectric și intensitatea fluxului luminos, $\gamma_f = j_f/\Phi$ și se măsoară în $\mu\text{A/lm}$. Dacă se înmulțesc j_f și Φ cu t , atunci γ_f se exprimă ca raportul dintre cantitatea de electricitate emisă și energia absorbită C/J (coulombi/joule). Cantitatea de electricitate poate fi caracterizată prin numărul electronilor emiși $n_e = j_f/q$, iar energia prin numărul de cuante absorbite $n_c = \Phi/h\nu$. Făcînd raportul dintre n_e și n_c , se obține *sensibilitatea cuantică*, $\gamma_{fc} = n_e/n_c$, care se exprimă în număr de electroni pe cuantă de energie; la metalele pure, $\gamma_{fc} = 10^{-3} \div 10^{-5}$.

Graficul care reprezintă variația lui γ_f sau γ_{fc} în funcție de frecvență se numește *caracteristică spectrală*. Din legea lui Fowler rezultă că j_f , deci și γ_f , este o funcție pătratică de ν , în general monoton crescătoare (fig. 6.4, a).

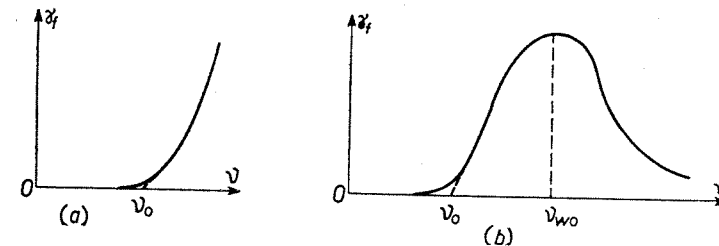


Fig. 6.4. Caracteristica spectrală a emisie fotoelectronice: a — conform legii Fowler; b — forma reală.

Forma reală a caracteristicii spectrale este arătată în figura 6.4, b și poate fi explicată în felul următor. Emisia fotoelectrică începe aproximativ la frecvența $\nu = \nu_0$. Crescînd pe ν , cresc j_f și γ_f , însă nu pătratic, ci cu o rată mai mică, deoarece prin apropierea de limita inferioară a BV , scade concentrația electronilor cvasilibri ca urmare a micșorării densității de stări $g(W)$. Creșterea lui j_f și γ_f continuă pînă la $\nu_{w0} = W_0/h$, cînd toți electronii sînt supuși acțiunii cuantelor luminoase; s-ar părea că pentru $\nu > \nu_{w0}$, sensibilitatea γ_f nu mai depinde de frecvență, însă, în realitate, γ_f scade, deoarece coeficientul de absorbție α scade la frecvențe ridicate. Rezultă că pentru toate metalele pure, caracteristica spectrală prezintă cel puțin un maximum.

Împărțirea efectului fotoelectric extern în două categorii, *normal* și *selectiv*, este cu totul convențională; diferența dintre aceste două categorii constă numai în gama de frecvențe în care este situat maximum caracteristicii spectrale. La metalele alcalino-pămîntoase avînd $W_0 \simeq 5$ eV, maximum este situat în ultravioletul apropiat și poate fi determinat în condiții obișnuite de experiment; la metalele greu fuzibile, Ta, W, Ni, avînd $W_0 \simeq 14$ eV, maximum este situat în ultravioletul îndepărtat și nu poate fi determinat decît prin experimente efectuate în vid înaintat, pentru a evita absorbția radiațiilor în diferitele medii ce intervin.

2) *Emisia fotoelectrică la semiconductori.* Electronii care participă la emisia fotoelectrică pot proveni din BV , BC și de pe nivelele de impurități. Ca urmare a existenței benzii interzise, caracteristica spectrală la semiconductori are două maxime.

Considerăm un semiconductor de tip N , puternic dopat, la temperaturi scăzute, astfel încît să se poată admite că electronii care pot absorbi fotoni sînt situați pe nivelele donoare și în BV (fig. 6.5, a). Emisia fotoelectrică începe la frecvența ν_{01} (fig. 6.5, b), care constituie primul prag de roșu și are valoarea

$$\nu_{01} = W_{\Phi_f}/h, \quad (6.14)$$

unde $W_{\Phi_f} = W_\Phi + \delta W_D$ se numește funcție de lucru fotoelectrică (la metale, funcțiile de lucru termoelectronică și fotoelectrică coincid). Sen-

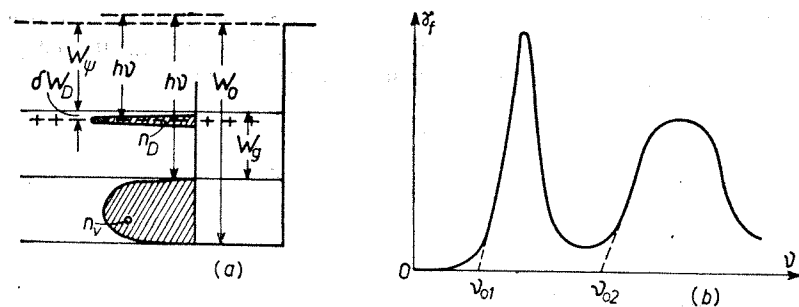


Fig. 6.5. Emissia fotoelectronică la semiconductori: a - modelul benzilor energetice; b - caracteristica spectrală.

sibilitatea γ_f crește pînă cînd toți electronii de pe nivelele donoare sînt supuși acțiunii fotonilor; urmează apoi o scădere a lui γ_f datorită existenței benzii interzise. Al doilea prag de roșu ν_{02} are valoarea

$$\nu_{02} = (W_\psi + W_g)/h; \quad (6.15)$$

urmează un maxim mai puțin accentuat situat aproximativ la frecvența $\nu = (W_\psi + W_g + W_{ov}/2)/h$, unde prin W_{ov} s-a notat lărgimea benzii de valență.

VI.2.3. Emissia electronică secundară

Prin emisie electronică secundară se înțelege extragerea electronilor dintr-un solid care este supus bombardamentului cu un flux de particule încărcate sau neutre (electroni, ioni, atomi). În funcționarea tuburilor

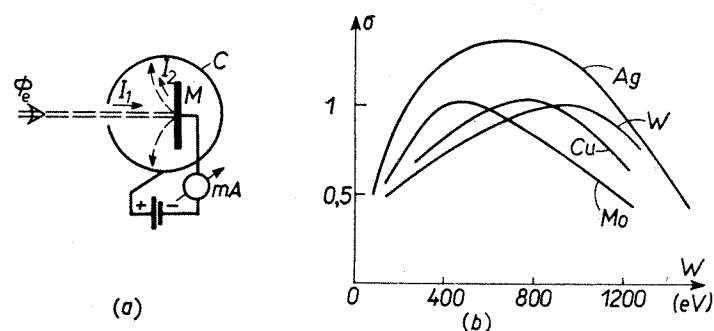


Fig. 6.6. Emissia electronică secundară: a - dispozitiv experimental; b - variația lui σ în funcție de energie.

electronice intervine, în principal, emisia secundară care are loc sub influența bombardamentului cu un fascicul electronic.

O plăcuță de metal M bombardată cu fasciculul de electroni incidenti (primari) Φ_e , emite electroni secundari care sînt captați de colectorul C (fig. 6.6, a). Fluxul de electroni primari formează curentul I_1 , iar electronii secundari

dari formează curentul I_2 . Mărimea cea mai importantă ce caracterizează emisia secundară este *coeficientul de emisie secundară*, definit prin raportul

$$\sigma = I_2/I_1. \quad (6.16)$$

Pentru majoritatea metalelor, σ este o funcție nemonotonă de energia electronilor primari W_p (fig. 6.6, b): mai întîi crește, atinge valoarea maximă σ_{\max} , apoi scade lent; la energii $W_p > 50$ keV, σ rămîne aproximativ constant, fiind de regulă subunitar.

Deosebit de importantă pentru utilizările practice este distribuția energetică a electronilor secundari. Un exemplu de distribuție energetică pentru cazul $W_p = 150$ eV este

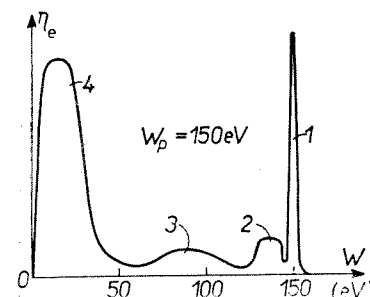
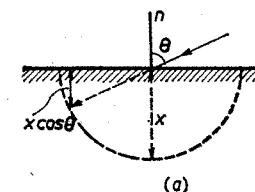


Fig. 6.7. Distribuția energetică a electronilor secundari, $W_p = 150$ eV.

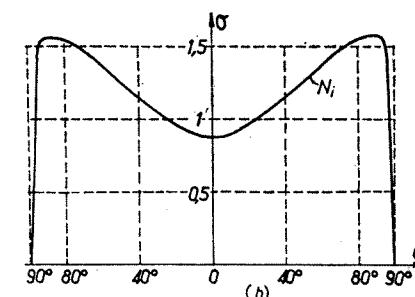


Fig. 6.8. Influența unghiului de incidență asupra coeficientului σ : a - procese fizice; b - variația lui σ în funcție de unghiul de incidență.

arătat în figura 6.7. Se disting mai multe categorii de electroni care formează curentul I_2 : 1 - electroni primari reflectați elastic de suprafața metalului; 2 - electroni primari reflectați neelastici, cu pierderi neînsemnate de energie; 3 - grup intermediar format din electroni primari care au pierdut o cantitate importantă de energie și din electroni secundari care au acumulat energii importante; 4 - electroni secundari propriu-ziși emiși de solid, a căror distribuție energetică este de tip maxwellian. Se observă că majoritatea electronilor secundari adevărați sînt cuprinși în intervalul energetic $0 \div 40$ eV și distribuția lor energetică nu depinde de energia electronilor incidenti.

Coeficientul de emisie secundară este puternic influențat de unghiul θ făcut de fasciculul incident cu normala la suprafață. Pentru $\theta \neq 0^\circ$ (fig. 6.8, a), electronii din solid, excitați de către electronii incidenti, sînt situați mai aproape de suprafață decît în cazul $\theta = 0^\circ$, deoarece $x \cos \theta < x$. Astfel, pierderile de energie pe drumul parcurs din locul unde au fost excitați pînă la suprafață sînt mai mici, deci crește numărul electronilor secundari; variația lui σ în funcție de θ este arătată în figura 6.8, b ($W_p = \text{const.}$).

În cazul semiconductoarelor și izolatoarelor, emisia electronică secundară are unele particularități importante. Dat fiind că la aceste materiale, în BC există un număr mic de electroni liberi, electronii excitați de către fasciculul incident au condiții mai prielnice de a ajunge la suprafață, deoarece

pierderile de energie cauzate de interacțiunile cu electronii liberi sînt mai mici. În consecință, coeficientul de emisie secundară are valori mai ridicate, $\sigma = 1,5 \div 10$; majoritatea electronilor secundari adevărați sînt cuprinși în intervalul energetic $0 \div 10$ eV.

Studiul experimental al emisie secundare la semiconductori și izolatori este mai dificil, întrucît eșantionul respectiv se încarcă pozitiv, dacă $\sigma > 1$ sau negativ, dacă $\sigma < 1$.

La straturi subțiri izolatoare are loc o *emisie secundară anormală* (efect Malter) caracterizată prin: valori foarte ridicate pentru coeficientul de emisie secundară, $\sigma_{\max} = 100 \div 1000$; emisia durează un timp îndelungat, aproximativ cîteva ore, după întreruperea bombardamentului; σ_{\max} crește dacă în balonul de experiență se introduc gaze care pot fi ionizate de electronii primari. Malter a efectuat experiențele pe un strat subțire, $d = 2000$ Å, de Al_2O_3 depus pe un electrod de aluminiu.

VI.3. DIODA CU VID

Dioda cu vid constă din doi electrozi, catodul și anodul, amplasați într-un balon vidat avînd presiunea de aproximativ $p = 1,33 \cdot 10^{-4}$ N/m² ($1 \text{ N/m}^2 = 0,0075$ Torr). De obicei, electrozii au forme cilindrice (fig. 6.9, a).

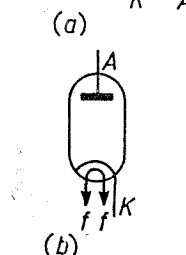
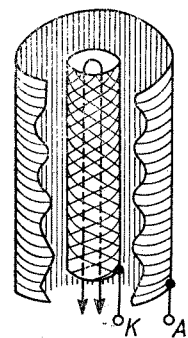


Fig. 6.9. Dioda cu vid:
a — construcție;
b — simbol de reprezentare.

Pentru a urmări funcționarea diodei presupunem că electrozii sînt plani paraleli. Electronii emiși de catodul încălzit formează o *sarcină spațială negativă* avînd densitatea maximă în imediata apropiere a catodului; datorită acestei sarcini, în apropierea catodului va lua naștere un potențial negativ care face ca o parte din electronii emiși să cadă din nou pe catod. Se stabilește un *echilibru dinamic* în sensul că pentru o temperatură dată, numărul electronilor din sarcina spațială rămîne constant. Aplicînd pe anod o tensiune pozitivă V_A (în raport cu catodul), prin diodă circulă curentul anodic I_A a cărui intensitate depinde de tensiunea V_A și de densitatea curentului de emisie j_e (adică, de temperatura catodului). Variația potențialului între catod și anod, pentru trei valori ale curentului de emisie, este arătată în figura 6.10, a: 1 — lipsește emisia electronică, $I_e = 0$; 2 — catodul este încălzit la o temperatură puțin mai mică decît cea normală de funcționare, astfel încît toți electronii emiși sînt accelerați spre anod, $I_A = I_e$; 3 — catodul este încălzit la temperatura normală de funcționare, deci $I_e > I_A$ și în apropierea catodului se formează o sarcină spațială negativă care determină apariția unui minim de potențial la distanța x_0 . Viteza electronilor care

formează curentul anodic crește pe măsura apropierii de anod; în mod corespunzător va scădea densitatea lor (fig. 6.10, b), deoarece densitatea curentului anodic nu depinde de distanță.

În condiții normale de funcționare, curentul anodic nu trebuie să depindă de temperatura catodului (adică de I_e); regimul de funcționare în care I_A

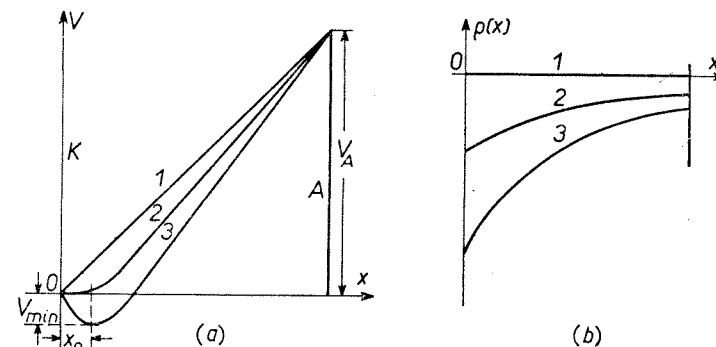


Fig. 6.10. a — Variația potențialului între electrozi; b — variația concentrației electronilor cu distanța.

nu depinde de I_e (fig. 6.11, a) se numește *regim de sarcină spațială limitată*. În acest regim, curentul anodic este dat de *legea Child-Langmuir* sau *legea 3/2* [1, 14, 18],

$$I_A = g V_A^{3/2}, \quad (6.17)$$

unde

$$g = \frac{4\epsilon_0 \sqrt{2q/m} S_a}{9r_{ak}^2} \quad (6.18)$$

se numește *perveanță*; r_{ak} este distanța catod-anod, iar S_a este aria anodului. Caracteristica statică a diodei este arătată în figura 6.11, b; dacă tensiunea

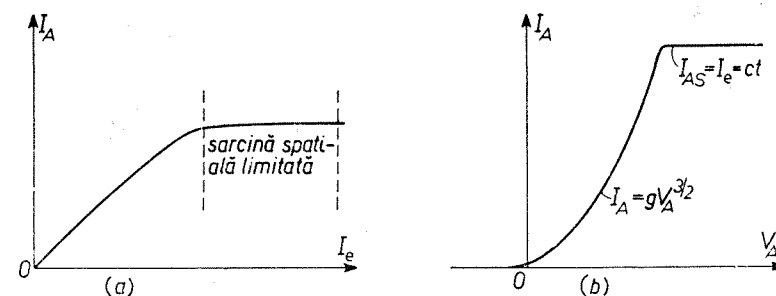


Fig. 6.11. a — Definirea regimului de sarcină spațială limitată; b — caracteristica voltamperică statică a diodei.

V_A este relativ mare, astfel încît I_A determinat de relația (6.17) devine mai mare decît I_e , dioda trece în *regim de saturație*, unde curentul I_A rămîne aproximativ constant. Ușoara creștere a lui I_A în acest regim se datorește efectului Schottky.

În regimul de sarcină spațială limitată, dioda este caracterizată cu ajutorul a trei parametri:

a) rezistența diferențială, definită prin relația

$$r_a = (\partial I_A / \partial V_A)^{-1} = [(3/2)gV_A^{1/2}]^{-1}; \quad (6.19)$$

b) rezistența în curent continuu

$$r_o = V_A / I_A = (gV_A^{1/2})^{-1}; \quad (6.20)$$

c) capacitatea dintre electrozi

$$C_{ak} = (4/3)C_0, \quad (6.21)$$

unde $C_0 = \epsilon_0 S_a / r_{ak}$ reprezintă capacitatea „la rece” a diodei.

VI.4. TRIODA

Trioda este tubul electronic cu trei electrozi (fig. 6.12, a): catodul K , grila de comandă G_1 și anodul A . Catodul și anodul au construcții similare ca la diodă, iar grila G_1 este realizată sub forma unei spirale concentrice cu catodul. Simbolul de reprezentare a triodei este arătat în figura 6.12, b.

În regim normal de funcționare, tensiunea V_A este pozitivă, iar tensiunea V_{G1} aplicată pe grila de comandă este negativă. Variația potențialului între

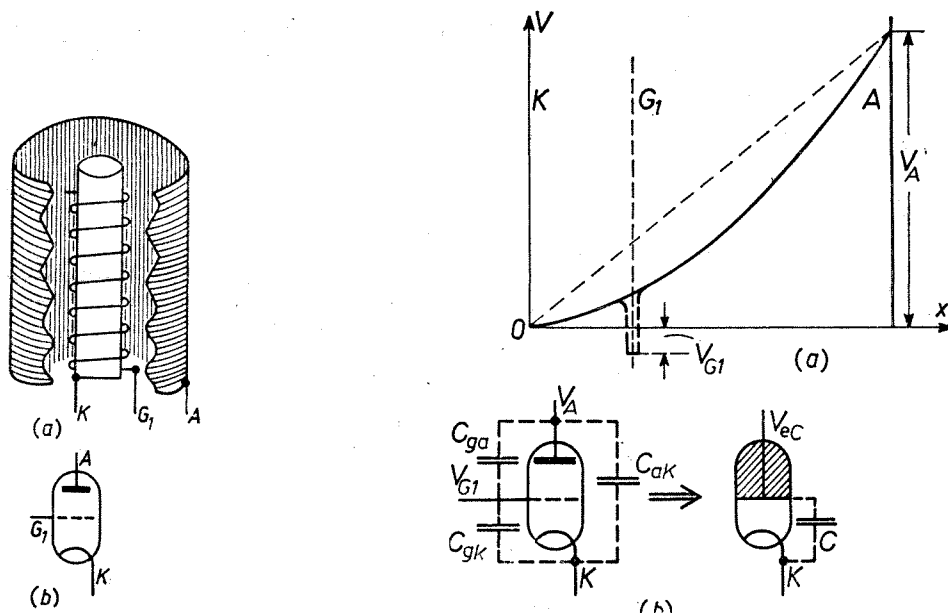


Fig. 6.12. Trioda:
a — construcție; b —
simbol de reprezen-
tare.

electrozi este arătată în figura 6.13, a: curba plină se referă la un drum prin-
tre spirele lui G_1 , iar curba punctată la un drum prin planul spirei.

Asupra sarcinii spațiale din apropierea catodului acționează atât tensiunea V_A cât și tensiunea V_{G1} , astfel curentul anodic va fi funcție de aceste două

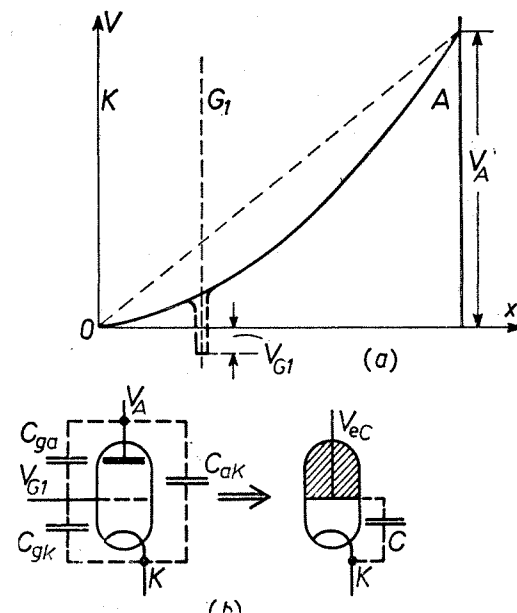


Fig. 6.13. Funcționarea triodei:
a — variația potențialului între electrozi; b — dioda
echivalentă.

tensiuni, $I_A = f(V_A, V_{G1})$. Pentru determinarea expresiei analitice a curentu-
lui trebuie determinată tensiunea echivalentă V_{ec} care acționează asupra
sarcinii spațiale de lângă catod. În acest scop se înlocuiește trioda cu o *diodă*
echivalentă (fig. 6.13, b) al cărei anod echivalent este situat la nivelul grilei
de comandă și are tensiunea V_{ec} ; C_{ag} , C_{ak} , C_{gk} reprezintă capacitățile dintre
electrozii respectivi. Curentul din triodă și dioda echivalentă este același
dacă intensitatea cîmpului electric lângă catod în cele două tuburi are aceeași
valoare. Intensitatea cîmpului lângă catod este dată de sarcina indusă în
catod de către tensiunile aplicate pe ceilalți electrozi; pentru triodă avem:

$$Q_T = C_{gk}V_{G1} + C_{ak}V_A; \quad (6.22)$$

iar pentru dioda echivalentă

$$Q_D = CV_{ec}. \quad (6.23)$$

Conform condiției de echivalență, $Q_T = Q_D$, deci

$$CV_{ec} = C_{gk}V_{G1} + C_{ak}V_A. \quad (6.24)$$

Pentru determinarea capacității C se consideră cazul particular cînd V_{G1}
este egal cu potențialul normal datorat lui V_A , adică $V_n = r_{gk}V_A/r_{ak}$;
în acest caz și V_{ec} este egal cu V_n . Ținînd cont de aceste condiții, din (6.24)
rezultă

$$C = C_{gk} + C_{ak}r_{ak}/r_{gk} = C_{gk} + \kappa C_{ak}. \quad (6.25)$$

Introducînd această valoare în (6.24) se obține

$$V_{ec} = \frac{V_{G1} + DV_A}{1 + \kappa D}, \quad (6.26)$$

unde $D = C_{ak}/C_{gk}$ este *factorul de pătrundere* al grilei G_1 , care arată de cite
ori este micșorată acțiunea lui V_A în raport cu V_{G1} în spațiul din imediata
apropiere a catodului. În cazul grilelor G_1 dese, $D \ll 1$ și (6.26) devine

$$V_{ec} = V_{G1} + DV_A. \quad (6.27)$$

Curentul din dioda echivalentă, care funcționează în regim de sarcină spațială
limitată, este dat de legea Child-Langmuir (întrucît $V_{G1} < 0$, $I_{G1} = 0$)

$$I_A = g_{ec}V_{ec}^{3/2} = g_{ec}(V_{G1} + DV_A)^{3/2}, \quad (6.28)$$

unde $g_{ec} = 4\epsilon_0/2q/mS_a/9r_{gk}^2$; r_{gk} este distanța catod-grilă G_1 . Expresia (6.28)
poate servi pentru calculul caracteristicilor statice teoretice.

Din cele expuse mai sus rezultă că trioda este un dispozitiv electronic
cu *comandă în tensiune* (la fel ca tranzistorii TEC), electrodul de comandă
fiind grila G_1 ; prin urmare, în practică este suficient să se traseze experimental
numai două familii de caracteristici. Familia caracteristicilor anodice (de
ieșire) $I_A = f(V_A)$ cu V_{G1} parametru este reprezentată în figura 6.14, a;
caracteristicile sînt echidistante și pe o bună porțiune pot fi approximate ca
drepte. Familia caracteristicilor de transfer $I_A = f(V_{G1})$ cu V_A parametru
este reprezentată în figura 6.14, b; pe această familie se fixează punctul de
funcționare și se apreciază liniaritatea caracteristicii dinamice de transfer.

Principalii parametri, în regim lent variabil, de semnal mic, ai triodei
sînt: transconductanța, conductanța de ieșire și factorul de amplificarea static.

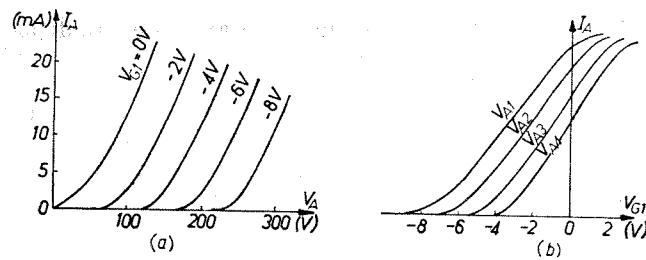


Fig. 6.14. Caracteristicile statice ale triodei:
a - de ieșire (anodice); b - de transfer.

La fel ca și în cazul tranzistorilor TEC, pentru definirea acestor parametri se pleacă de la diferențiala totală a curentului anodic

$$dI_A = \frac{\partial I_A}{\partial V_{G1}} dV_{G1} + \frac{\partial I_A}{\partial V_A} dV_A; \quad (6.29)$$

a) transconductanța (panta) g_m se definește prin relația

$$g_m = \partial I_A / \partial V_{G1} = (3/2)g_{ec}(V_{G1} + DV_A)^{1/2} \quad (6.30)$$

și se măsoară în mA/V;

b) conductanța de ieșire g_a se definește prin relația

$$g_a = \partial I_A / \partial V_A = (3/2)g_{ec} D(V_{G1} + DV_A)^{1/2}; \quad (6.31)$$

în practică se operează cu rezistența de ieșire $r_a = 1/g_a$, care se măsoară în kΩ;

c) factorul de amplificare static μ definit prin relația

$$\mu = -\partial V_A / \partial V_{G1}; \quad (6.32)$$

între μ și D există relația $\mu = 1/D$, iar parametrii triodei sînt legați prin ecuația lui Barkhausen

$$g_m r_a = \mu. \quad (6.33)$$

Presupunînd că ne aflăm în porțiunea liniară a caracteristicilor statice, relația (6.29) poate fi pusă sub forma

$$i_a = g_m v_{g1} + g_a v_a, \quad (6.34)$$

expresie ce se utilizează la desenarea schemei echivalente a triodei în regim alternativ. La frecvențe mai înalte trebuie luate în considerare și capacitățile parazite între electrozi C_{ak} , C_{gk} , C_{ga} .

VI.5. TETRODA ȘI PENTODA

Utilizarea triodelor la frecvențe înalte, în special în amplificatorii de radio-frecvență, este limitată de doi factori: capacități C_{ga} mari și rezistențe de ieșire r_a mici. Prin capacitatea C_{ga} se stabilește o reacție inversă între circuitul de ieșire și cel de intrare, făcînd posibilă apariția unor oscilații parazite; rezistența r_a are valori de cîteva zeci de kΩ și drept urmare produce o șuntare puternică a circuitelor oscilante, micșorîndu-le factorul de calitate. Aceste neajunsuri sînt înlăturate în tetrode și pentode.

Tetroda se obține prin introducerea unei grile G_2 numită *ecran*, situată între grila de comandă și anod (fig. 6.15, a). Grila ecran se conectează la un potențial pozitiv mai mic decît V_A , iar din punct de vedere alternativ este conectată la masă; în felul acesta, G_2 constituie un ecran între G_1 și A, micșo-

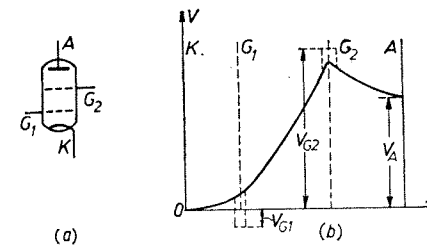


Fig. 6.15. Tetroda:
a - construcție; b - variația potențialului între electrozi.

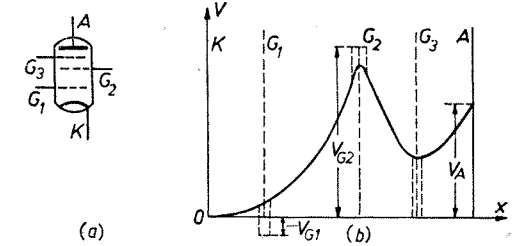


Fig. 6.16. Pentoda:
a - construcție; b - variația potențialului între electrozi.

rînd capacitatea C_{ga} de cîteva zeci de ori față de trioda similară (în mod curent, $C_{ga} \approx 0,01$ pF la tetrode și pentode). Totodată, datorită grilei G_2 , influența lui V_A asupra curentului anodic este mult micșorată, obținîndu-se valori ridicate pentru r_a și μ . Variația potențialului între electrozi este arătată în figura 6.15, b.

Tetroda „clasică” descrisă mai sus prezintă un *efect dinatron*; acest efect constă în captarea de către G_2 , cînd $V_{G2} > V_A$, a electronilor secundari emiși de anod sub influența bombardamentului cu electronii primari ce vin de la catod. Pentru înlăturarea efectului dinatron se recurge la o construcție specială, numită tetrodă cu fascicul, care este descrisă mai jos.

Pentoda se obține prin introducerea în tetrodă a grilei G_3 numită *supresoare*, situată între grila ecran și anod (fig. 6.16, a). Prin introducerea acestei grile se înlătură total efectul dinatron, se micșorează și mai mult capacitatea C_{ga} și se mărește rezistența r_a și factorul de amplificare μ . Grila G_3 se conectează de obicei la catod, astfel între anod și grila G_2 se formează un minim de potențial care împiedică electronii secundari emiși de anod să ajungă pe grila ecran, chiar cînd $V_{G2} > V_A$ (fig. 6.16, b).

Tetrodele și pentodele au multe puncte de asemănare în ceea ce privește procesele fizice, caracteristicile statice și parametrii; tetrodele cu fascicul pot fi considerate variante de pentode. Expresia curentului anodic este dată tot de legea Child-Langmuir scrisă sub forma

$$I_K = g_{ec} V_{G2}^2, \quad (6.35)$$

unde V_{ec} se obține prin reducerea tetrodei și pentodei la o diodă echivalentă, iar $I_K = I_A + I_{G2}$ (dat fiind că $V_{G2} > 0$, prin circuitul grilei ecran trece curentul I_{G2}).

Introducînd factorul de distribuție a curentului

$$k = I_A / I_{G2},$$

se obțin expresiile

$$I_A = \frac{k}{k+1} I_K, \quad I_{G2} = \frac{1}{k+1} I_K, \quad (6.36)$$

care servesc pentru determinarea parametrilor; în regim normal de funcționare, $V_{G1} < 0$, $V_{G3} \leq 0$, deci $I_{G2} = 0$, $I_{G3} = 0$.

Caracteristicile statice cele mai utilizate în practică sînt cele anodice și de transfer.

În cazul pentodei, caracteristicile anodice $I_A = f(V_A)$ cu V_{G1} parametru și V_{G2} , V_{G3} constante (fig. 6.17, a) nu sînt echidistante cînd V_{G1} variază

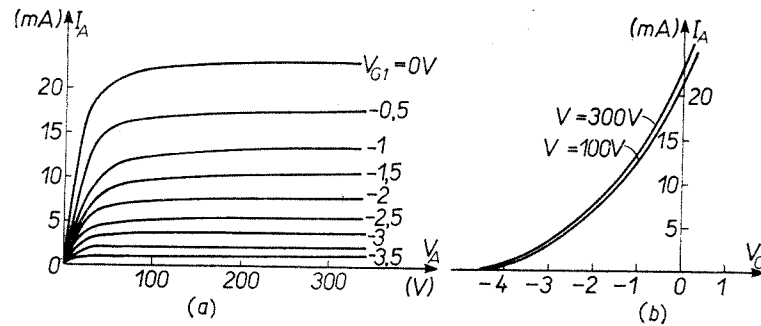


Fig. 6.17. Caracteristicile statice ale pentodei:
a - de ieșire (anodice); b - de transfer.

cu aceeași cantitate. Referindu-ne la o singură caracteristică, distingem două porțiuni: o porțiune inițială în care are loc o creștere rapidă a curentului, între I_A și V_A existînd o dependență aproximativ liniară; urmează porțiunea de „platou” în care I_A depinde liniar de V_A , însă influența lui V_A este foarte mică datorită prezenței grilelor G_2 și G_3 . Aceste două porțiuni sînt separate printr-un „cot” unde are loc o scădere rapidă a ratei de creștere a curentului I_A . Funcționarea normală a pentodei are loc în regiunea de „platou”. Caracteristicile de transfer $I_A = f(V_{G1})$ cu V_A parametru și V_{G2} , V_{G3} constante (fig. 6.17, b) sînt foarte apropiate una de alta, deoarece în

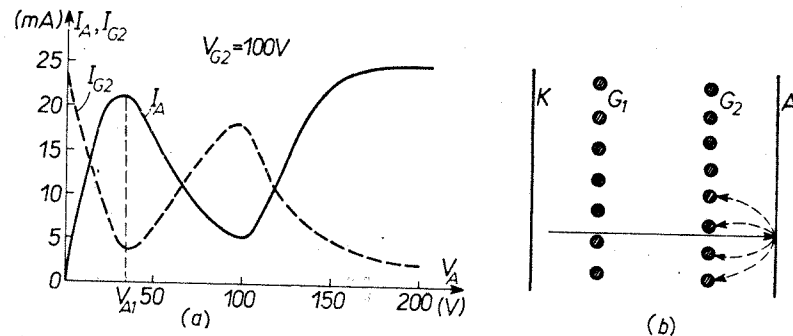


Fig. 6.18. a - Caracteristica anodică a tetrodei; b - modelul de producere a efectului dinatron.

regiunea de platou, I_A este slab influențat de V_A ; această familie de caracteristici nu se utilizează pentru construcții grafice.

În cazul tetrodelor, familia caracteristicilor de transfer este identică cu cea de la pentodă. O particularitate deosebită a caracteristicilor anodice ale unei tetrode clasice este faptul că prezintă o porțiune descrescătoare (fig. 6.18, a) cauzată de efectul dinatron. Formă unei caracteristici poate fi expli-

cată după cum urmează. Atît timp cît $V_A < V_{A1}$, electronii primari ce vin de la catod și bombardează anodul nu au energie suficientă pentru a produce o emisie secundară; curentul I_A crește aproximativ liniar, iar curentul I_{G2} scade. Cînd $V_A > V_{A1}$ are loc emisia secundară de pe anod, iar electronii secundari sînt captați de grila G_2 (fig. 6.18, b), deoarece

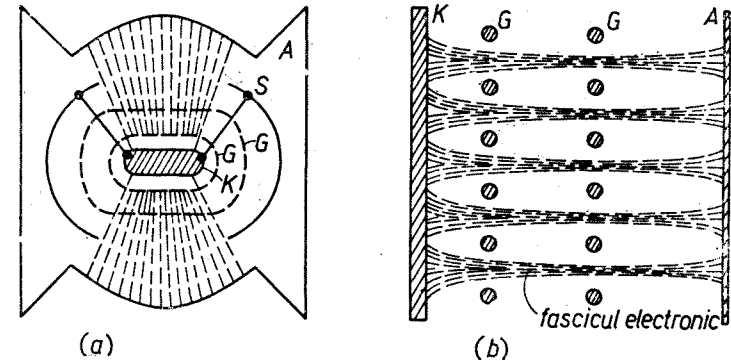


Fig. 6.19. Construcția tetrodei cu fascicul:
a - secțiune transversală; b - secțiune longitudinală.

$V_{G2} > V_A$; drept urmare, I_A scade, iar I_{G2} crește. Procesul continuă pînă cînd $V_A \geq V_{G2}$; pentru valori $V_A > V_{G2}$, electronii secundari sînt captați din nou de anod, deci I_A crește și I_{G2} scade. Conținînd o porțiune de rezistență negativă pe caracteristica anodică, tetroda clasică se utilizează în schemele de oscilație.

Pentru înlăturarea efectului dinatron se construiesc tetrode cu fascicul în care se urmărește crearea unui minim de potențial între anod și grila G_2 , care să împiedice trecerea electronilor secundari spre ecran chiar cînd $V_{G2} > V_A$. Construcția este arătată în figura 6.19. Prin introducerea electrozilor S conectați la catod (fig. 6.19, a) se limitează spațiul prin care electronii primari pot ajunge la anod; grilele G_1 și G_2 au același pas (fig. 6.19, b), astfel electrozii K, G_1 și G_2 formează un sistem electronoptic care focalizează electronii în plan vertical. Prin urmare, electronii ajung la anod sub formă de fascicule care, împreună cu electronii secundari, formează o sarcină spațială negativă de mare densitate în apropierea anodului; minimul de potențial ce ia naștere este suficient pentru înlăturarea efectului dinatron. Caracteristicile anodice ale tetrodei cu fascicul sînt asemănătoare cu ale pentodei.

Parametrii pentodelor (și tetrodelor cu fascicul) sînt în principal cei definiți la triodă; uneori se mai introduc și alți parametri care să caracterizeze influența tensiunilor V_{G2} și V_{G3} .

a) Transconductanța g_m se definește prin relația

$$g_m = \partial I_A / \partial V_{G1}; \quad (6.37)$$

ținînd cont de (6.36) și de faptul că k nu depinde de V_{G1} se poate scrie

$$g_m = \frac{k}{k+1} \frac{\partial I_k}{\partial V_{G1}} = (3/2) \frac{k}{k+1} g_{ec} V_{ec}^{1/2} = \frac{k}{k+1} S_k, \quad (6.38)$$

unde S_k este transconductanța curentului total.

b) Conductanța de ieșire g_a are două componente

$$g_a = \frac{\partial I_A}{\partial V_A} = \frac{\partial}{\partial V_A} \left(\frac{k}{k+1} I_K \right) = \frac{k}{k+1} \frac{\partial I_K}{\partial V_A} + \frac{I_K}{(k+1)^2} \frac{\partial k}{\partial V_A} = g_{aD} + g_{ak} \quad (6.39)$$

Componenta g_{aD} reflectă influența lui V_A asupra lui I_A prin intermediul factorului de pătrundere; componenta g_{ak} reflectă această influență prin intermediul factorului de distribuție.

c) Factor de amplificarea μ ; prin definiție

$$\mu = - \partial V_A / \partial V_{G1} \quad (6.40)$$

și ținând seama de expresiile lui g_m și g_a , se poate scrie $\mu = g_m / g_a$, însă $\mu \neq 1/D$.

Valori curenți pentru parametri: $g_m = 1,5 \div 20 \text{ mA/V}$, $r_a = 1/g_a = 500 \div 2000 \text{ k}\Omega$, $\mu = 200 \div 3000$.

VI.6. TUBURI CU GAZ (IONICE)

VI.6.1. Gazotronul

Prin descărcare electrică în gaze se înțelege în general trecerea curentului electric printr-un volum de gaz. Dată fiind multitudinea factorilor care pot influența descărcările în gaze, există o mare varietate de descărcări. Cele mai folosite criterii de clasificare sînt: 1) modul de ionizare, după care distingem descărcări autonome și neautonome; 2) intensitatea luminoasă, după care distingem descărcări obscure (Townsend), luminescente și în arc; 3) presiunea gazului, după care distingem descărcări de joasă presiune și de înaltă presiune; 4) stabilitatea în timp, după care distingem descărcări stabile și instabile.

Gazotronul este un tub ionic cu doi electrozi, catodul și anodul, în care are loc o descărcare în arc neautonomă (catodul este încălzit). Construcția unui gazotron obișnuit este arătată în figura 6.20, a și conține: catodul cu încălzire indirectă, activat cu oxizi de Ba sau Cs, anodul din Ni sau grafit și electrodul de protecție EK. Toate aceste elemente sînt situate într-un balon de sticlă în care se găsește un gaz rar (Kr, Ar, Xe) la presiunea $p \simeq 13,3 \text{ N/m}^2$ (10^{-1} Torr). Arcul principal se amorsează între anod și catod; spațiul în care se întinde arcul este delimitat de EK. Tensiunea de alimentare a filamentului nu trebuie să depășească $5 \div 6 \text{ V}$, căci există pericolul amorsării unui arc secundar între capetele filamentului. Simbolul de reprezentare a gazotronului este arătat în figura 6.20, b.

Funcționarea gazotronului poate fi urmărită cu ajutorul caracteristicii de aprindere (fig. 6.21, a) și a celei voltamperice (fig. 6.21, b). Încălzind catodul la temperatura normală, în apropierea sa se formează un nor electronic. Atît timp cît tensiunea anodică V_A este mai mică decît potențialul de ionizare a gazului V_i , prin dispozitiv trece un curent

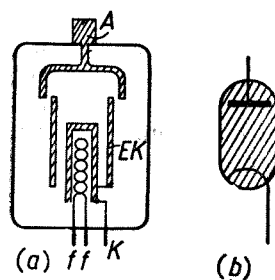


Fig. 6.20. Gazotronul:
a - construcție; b - simbol de reprezentare.

foarte mic (fig. 6.21, a) dat de electronii care reușesc să ajungă la anod. Cînd V_A devine egal cu V_i , se amorsează arc electric (prin ionizări de impact) și are loc o creștere bruscă a curentului. După amorsarea arcului, rezistența internă a dispozitivului este foarte mică și curentul trebuie limitat

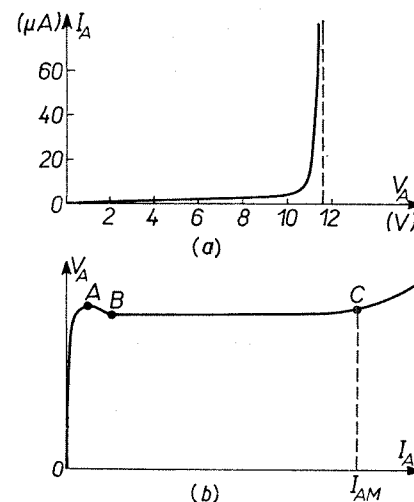


Fig. 6.21. Caracteristicile gazotronului:
a - de aprindere; b - voltamperică.

cu un rezistor de protecție în circuitul anodic. Pe caracteristica voltamperică (fig. 6.21, b) distingem o porțiune de lucru BC, suficient de întinsă, în care tensiunea rămîne aproximativ constantă. Creșterea curentului peste valoarea I_{AM} poate fi realizată fie prin creșterea curentului de emisie termoelectronică, fie prin creșterea tensiunii anodice; a doua variantă nu este recomandabilă, întrucît are loc distrugerea rapidă a catodului prin bombardament ionic. Gazotronul se utilizează la redresarea curentului alternativ.

VI.6.2. Tiratronul

Tiratronul este un tub ionic cu descărcare în arc neautonomă, care are trei electrozi: catod, anod și grila G (fig. 6.22, a). Grila trebuie să asigure o ecranare electrostatică totală între catod și anod pentru a înlătura orice cale „parazită” de formare a arcului. Pentru aceasta, grila se realizează sub forma unui cilindru ce acoperă întreg catodul și o parte din anod, iar în interiorul cilindrului este fixat un disc perforat. Simbolul de reprezentare a tiratronului este arătat în figura 6.22, b.

Funcționarea tiratronului este asemănătoare cu a gazotronului, cu singura diferență că momentul amorsării arcului este comandat cu ajutorul grilei, astfel poate fi reglată valoarea tensiunii redresate cînd tensiunea de la rețea rămîne constantă. Pentru a urmări particularitățile de funcționare a tiratronului ne referim la principalele caracteristici statice.

a) Caracteristica de aprindere (amorsare) exprimă dependența dintre tensiunea anodică necesară amorsării arcului și tensiunea grilei de comandă. Presupunem că pe anod se aplică o tensiune pozitivă V_A , iar pe grilă o tensiune negativă V_G ; potențialul rezultat în imediata apropiere a catodului, unde este localizată sarcina spațială electronică, depinde de valorile tensiunilor și de geometria electrozilor. Dacă tensiunea negativă aplicată pe grilă are valori mari, atunci pentru scoaterea electronilor din sarcina spațială sînt necesare tensiuni anodice mari (fig. 6.23, a); pe măsură ce V_G scade, se

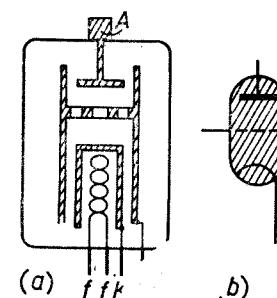


Fig. 6.22. Tiratronul:
a - construcție; b - simbol de reprezentare.

micșorează și tensiunea V_A , amorsarea fiind posibilă în tot domeniul hașurat, deasupra curbei critice.

b) *Caracteristicile anod-grilă* $I_A = f(V_G)$ cu V_A parametru (fig. 6.23, b) pun în evidență particularitățile de acțiune a grilei și anume, grila comandă momentul amorsării arcului, dar nu și stingerea sa. Presupunem că pe anod este aplicată tensiunea V_{A1} suficient de mare, iar pe grilă se aplică o tensiune negativă importantă, astfel încât în tiratron nu se poate amorsa arc. Scăzând treptat tensiunea V_G , se ajunge la valoarea V_{G1} când are loc amorsarea arcului și I_A ia valori

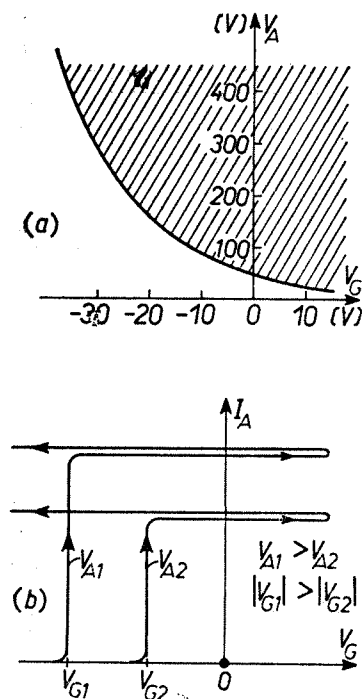


Fig. 6.23. Caracteristicile tiratronului:
a — de aprindere (amorsare);
b — anod-grilă.

foarte mari, fiind limitat de elementele circuitului extern. După amorsarea arcului, grila pierde total proprietățile de comandă: variații mari ale lui V_G spre valori pozitive și negative nu influențează valoarea curentului I_A . Pentru explicarea acestei particularități ne referim la figura 6.24, unde se reprezintă o secțiune prin cei trei electrozi. Înainte de amorsarea arcului, numărul ionilor pozitivi din gaz este mic și învelișurile ce se formează în jurul porțiunilor neperforate ale grilei au raza suficient de mare pentru a obtura total drumul dintre catod și anod (fig. 6.24, a). După amorsarea arcului, densitatea ionilor din plasmă este foarte mare, astfel încât diametrul învelișurilor de ioni pozitivi devine foarte mic și oricât am mări pe V_G (negativ), va exista drum pentru liniile de câmp între anod și catod și

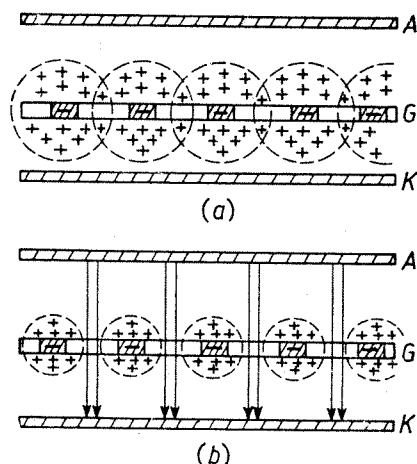


Fig. 6.24. Rolul grilei la tiratron:
a — situația înainte de amorsării arcului;
b — după amorsarea arcului.

prin tiratron va circula un curent anodic. Tiratronul se utilizează în redresorii comandați, precum și în unele scheme de obținere a impulsurilor de mare intensitate.

VI.6.3. Stabilovoltul

Stabilovoltul (stabilizator de tensiune) face parte din categoria tuburilor ionice cu catod rece, cu doi electrozi. Acest tub funcționează în regimul de *cădere catodică normală* a unei descărcări luminescente autonome, regim caracterizat prin aceea că aria secțiunii transversale a coloanei de descărcare este mai mică decât aria catodului. Creșterea curentului atrage după sine mărirea secțiunii transversale a coloanei de descărcare, densitatea rămânând neschimbată; drept urmare, tensiunea la bornele dispozitivului rămâne aproximativ constantă, fiind determinată de natura și presiunea gazului conținut în balon.

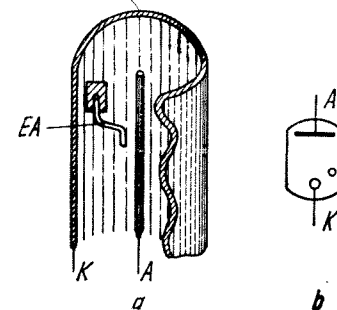


Fig. 6.25. Stabilovoltul:
a — construcție; b — simbol de reprezentare.

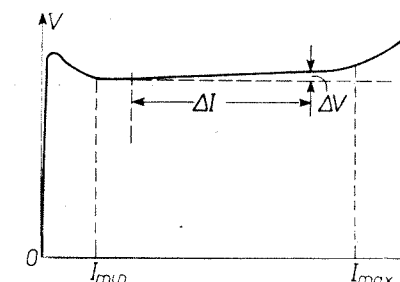


Fig. 6.26. Caracteristica voltamperică a stabilovoltului.

Construcția este arătată în figura 6.25, a și constă din anodul A, catodul K și electrodul de aprindere EA. Pentru a avea o suprafață cât mai mare, catodul este realizat sub forma unui cilindru de Ni, Fe sau Mo activat cu oxizi de Ba, Cs; anodul este realizat sub forma unui fir de Ni. În balon se află un amestec de gaze rare, Ar-Ne, Ar-He etc. Simbolul de reprezentare a stabilovoltului este dat în figura 6.25, b.

Caracteristica voltamperică (fig. 6.26) are o formă tipică pentru descărcarea luminescentă; întrucât stabilovoltul funcționează în regim de cădere catodică normală, variații mari ale curentului între I_{min} și I_{max} sunt însoțite de variații neînsemnate ale tensiunii. Stabilovoltul se conectează în paralel cu consumatorul.

VI.7. TUBURI CATODICE

Tubul catodic face parte din categoria dispozitivelor electronice care transformă semnalele electrice în imagine luminoasă, utilizând în acest scop un fascicul electronic focalizat. Din punct de vedere constructiv, tuburile catodice pot fi împărțite în două grupe mari: a) cu focalizare și deviație electrostatică; b) cu focalizare și deviație magnetică. Există bineînțeles și tuburi „hibride”.

Construcția unui tub catodic „clasic” cu focalizare și deviație electrostatică este arătată în figura 6.27, *a* și constă din următoarele: termocatul K , electrodul modulator (Wehnelt) W , anozii A_1 și A_2 , electrozii (plăci) de deviație pe orizontală X și pe verticală Y , stratul conductor de grafit G conectat la anodul A_2 și ecranul luminescent E ; toate aceste elemente sînt montate într-un balon de sticlă vidat avînd presiunea $p \approx 1,33 \cdot 10^{-4}$ N/m².

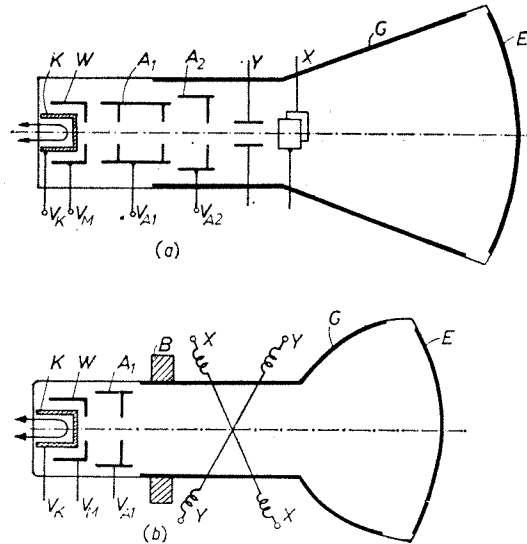


Fig. 6.27. Construcția tubului catodic: *a* - cu focalizare și deviație electrostatică; *b* - cu focalizare și deviație magnetică.

YY și XX , ecranul luminescent E și stratul de grafit G . Electrodul modulator W și anodul A_1 formează o primă lentilă (electrostatică) focalizatoare, apoi fasciculul este puternic focalizat de către lentila magnetică subțire B .

În general, la un tub catodic distingem trei părți principale: sistemul de focalizare, sistemul de deviație (deflexie) și ecranul.

VI.7.1. Sisteme de focalizare

Fluxul electronic poate fi focalizat fie cu ajutorul cîmpului electric, *sistem de focalizare electrostatică*, fie cu ajutorul inducției magnetice, *sistem de focalizare magnetică*.

a) Sistemul de focalizare electrostatică. Cîmpul electric neuniform, cu simetrie axială (de rotație), are proprietatea de a focaliza un flux de electroni.

Pentru a înțelege acțiunea de focalizare trebuie dedusă o expresie analitică simplă care să permită determinarea traiectoriei electronilor în cîmpuri neuniforme. Ne vom referi la mișcarea electronului la suprafața de separație a două regiuni din spațiu cu potențiale diferite (fig. 6.28, *a*). Considerăm V_1

și V_2 pozitive și $V_2 > V_1$, prin urmare în intervalul de separație s_x acționează un cîmp electric constant E . Electronul se mișcă în regiunea 1 cu viteza

$$v_1 = \sqrt{2\eta V_1^*} = k_1 \sqrt{V_1^*} \quad (\eta = q/m) \quad (6.41)$$

unde $V_1^* = V_1 + V_0$, iar V_0 este potențialul corespunzător vitezei inițiale a electronului. Traectoria electronului face unghiul θ_1 cu normala la suprafața

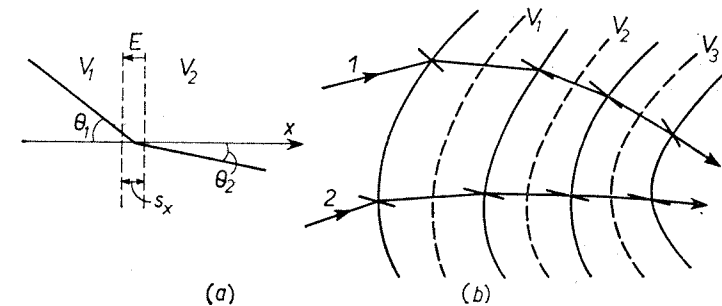


Fig. 6.28. Principiul focalizării electrostatice: *a* - mișcarea electronului la suprafața de separație a două medii cu potențiale diferite; *b* - exemplu de determinare a traiectoriei electronilor.

de separație; în intervalul s_x , electronul este accelerat de cîmpul E și pătrunde în regiunea 2 cu viteza

$$v_2 = \sqrt{2\eta V_2^*} = k_1 \sqrt{V_2^*} \quad (6.42)$$

făcînd unghiul θ_2 cu normala la suprafață. Prin trecerea din regiunea 1 în regiunea 2 s-a mărit numai componenta normală a vitezei; componentele tangențiale rămîn neschimbate, $v_{y1} = v_{y2}$, deci

$$v_1 \sin \theta_1 = v_2 \sin \theta_2. \quad (6.43)$$

Relația (6.43) stă la baza metodelor de determinare a traiectoriilor electronilor în optica electronică.

Adesea, pentru studiul unor procese din optica electronică se introduce *indicele de refracție electronoptică* n_e ; comparînd principiile lui Fermat și Maupertuis [22], se poate scrie în general

$$n_e = k_2 \sqrt{V}, \quad (6.44)$$

unde $k_2 = \sqrt{2q/m}/c = k_1/c$, iar c este viteza luminii.

Ținînd seama de (6.44), relația (6.43) poate fi scrisă sub forma

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{n_{e2}}{n_{e1}}. \quad (6.45)$$

Ultima relație reprezintă legea lui Snell din optica electronică și servește la stabilirea legăturii între unghiul de incidență θ_1 și unghiul de refracție θ_2 , atunci cînd sînt cunoscute potențialele pe cele două părți ale suprafeței de separație. Presupunînd $s_x \rightarrow 0$, sistemul din figura 6.28, *a* devine echivalent cu un dioptru.

Un exemplu de determinare grafică a traiectoriilor electronilor în cîmp electric neuniform este arătat în figura 6.28, *b*; este necesar să fie cunos-

cute: configurația cîmpului (forma liniilor echipotențiale), viteza inițială și unghiul de incidență.

Catodul împreună cu electrozii de focalizare formează tunul electronic al tubului catodic. Sistemul de focalizare propriu-zis este format din două lentile electrostatice, L_1 și L_2 (fig. 6.29, a). Prima lentilă este constituită din

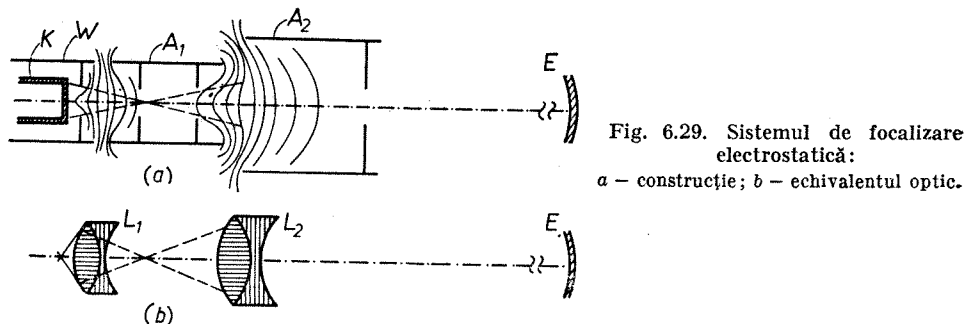


Fig. 6.29. Sistemul de focalizare electrostatică:
a - construcție; b - echivalentul optic.

catodul K , electrodul modulator W și anodul A_1 ; odată cu focalizarea fasciculului lentila produce și accelerarea electronilor. Forma liniilor echipotențiale este foarte complicată depinzînd de dimensiunile electrozilor și de potențialele aplicate. Distanța focală a lentilei este foarte mică, astfel încît electronii suferă un maxim de focalizare într-un punct de pe axă în interiorul primului anod; acest punct în care diametrul fasciculului este mult mai mic decît suprafața efectivă de emisie a catodului servește drept obiect pentru cea de a doua lentilă electrostatică formată din anozii A_1 și A_2 .

În figura 6.29, b este arătat echivalentul optic al sistemului de focalizare; fiecare lentilă este compusă dintr-o lentilă convergentă și una divergentă, însă predominantă rămîne acțiunea de focalizare. Acest fapt poate fi explicat luînd în considerație forma electrozilor și vitezele electronilor: electrodul din stînga are diafragma mai mică, deci curbura liniilor echipotențiale este mai mare în regiunea de focalizare decît în regiunea de defocalizare; electronii se mișcă accelerat, viteza lor este mai mare în regiunea de defocalizare, prin urmare în această regiune, traiectoriile sînt mai puțin curbate.

Conturul petei luminoase pe ecran (spotului) nu are o limită precisă, căci intensitatea luminoasă scade treptat de la centru spre margine. Dimensiunile spotului sînt afectate de curbura mare a liniilor echipotențiale; electronii marginali sînt mai puternic focalizați decît cei centrali (paraxiali), astfel apar *aberații de sfericitate*. Pentru micșorarea dimensiunilor spotului, în interiorul anozilor A_1 și A_2 se fixează diafragme de diametre mici, care captează electronii marginali.

b) *Sistemul de focalizare magnetică*. Traectoria electronului care se mișcă în inducție magnetică uniformă reprezintă o curbă elicoidală avînd raza ρ și pasul h constante [1, 22]. În cazul inducțiilor neuniforme, ρ și h nu rămîn constante; alegînd adecvat forma liniilor de inducție magnetică se poate realiza focalizarea fasciculului de electroni.

Sistemul de focalizare magnetică constă în realitate din două lentile: o lentilă electrostatică formată din electrozii W și A (fig. 6.30); o lentilă

magnetică subțire constituită din bobina Z care dă naștere unei inducții magnetice neuniforme, cu simetrie de rotație. Lentila electrostatică efectuează o primă focalizare a fasciculului (tot aici are loc accelerarea electronilor din fascicul); distanța focală a acestei lentile este mică, astfel că diametrul minim al fasciculului se realizează într-un punct de pe axă în dreptul anodului A , punct ce servește drept obiect pentru lentila magnetică. O

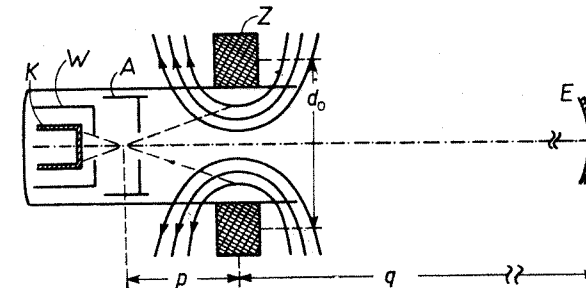


Fig. 6.30. Sistemul de focalizare magnetică.

bobină circulară care dă naștere unei inducții magnetice neuniforme, cu simetrie de rotație, așa cum este arătat în figura 6.30, are proprietatea de a focaliza fasciculul de electroni. Numărul de amper-spire care asigură distanța focală f este dat de relația aproximativă (pentru o bobină fără miez de fier și fără blindaj)

$$n \cdot I \simeq 7 \sqrt{d_0/f} \cdot \sqrt{V_A}, \quad (6.46)$$

unde n este numărul de spire, d_0 este diametrul mediu al bobinei, V_A este potențialul aplicat pe anod. Distanța focală se reglează de obicei prin varierea curentului I . Pentru obținerea unor inducții mari pe spații restrînse se folosesc bobine cu blindaj magnetic.

Datorită dimensiunilor mari ale bobinei, lentila magnetică prezintă aberații de sfericitate foarte mici, deoarece toți electronii din fascicul pot fi considerați paraxiali. Se pot obține dimensiuni foarte mici ale spotului, chiar în cazul unor intensități mari ale curentului.

VI.7.2. Sisteme de deviație (deflexie)

a) *Sistemul de deviație electrostatică*. În instalațiile de măsurare cu osciloscop catodic este necesar ca pe ecran să se obțină oscilograme care să redea nedistorsionat legea de variație a mărimii de măsurat (tensiune sau curent electric). Pentru aceasta, deviația fluxului electronic ce dă naștere spotului trebuie să fie direct proporțională cu tensiunea aplicată pe plăcile de deviație.]

Considerăm că sistemul de deviație este constituit din două perechi de plăci (fig. 6.31, a), una pentru deviația pe verticală, cealaltă pentru deviația pe orizontală. Pentru a stabili legătura dintre valoarea deviației, dimensiuni

nile și tensiunile aplicate pe diferiți electrozi, ne referim la figura 6.31, b. Neglijând neuniformitatea câmpului electric la marginile plăcilor, se poate considera că în interiorul plăcilor există un câmp electric uniform $E_y = V_y/d$

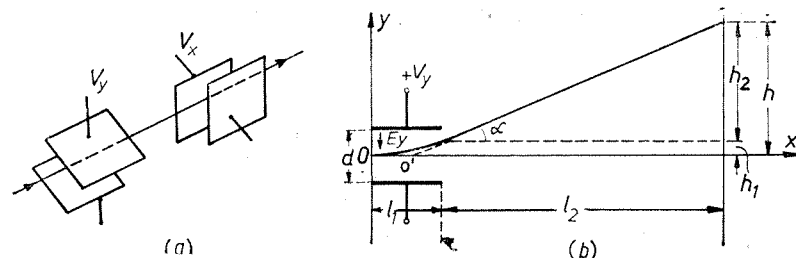


Fig. 6.31. Sistemul de deviație electrostatică:
a — amplasarea perechilor de plăci X și Y; b — calculul deviației pe verticală.

îndreptat de sus în jos; presupunând că electronii au o viteză inițială v_0 perpendiculară pe direcția câmpului, este adevărată relația [1]

$$y = \frac{\eta V_y}{2v_0^2 d} x^2, \quad (6.47)$$

unde v_0 este determinată în principal de tensiunea anodului A_2 , deci

$$v_0 = \sqrt{2\eta V_{A2}}; \quad (6.48)$$

în interiorul plăcilor, traiectoria electronului reprezintă o parabolă, astfel că la ieșirea din sistemul de plăci, deviația h_1 este

$$h_1 = (y)_{x=l_1} = \frac{\eta V_y}{2v_0^2 d} l_1^2, \quad (6.49)$$

iar unghiul pe care-l face traiectoria cu axa x se determină din relația

$$\tan \alpha = \left(\frac{dy}{dx} \right)_{x=l_1} = \frac{\eta V_y}{v_0^2 d} l_1. \quad (6.50)$$

Din figură este evidentă relația

$$h_2 = l_2 \tan \alpha. \quad (6.51)$$

Ținând seama de (6.48), deviația totală are expresia

$$h = h_1 + h_2 = \frac{l_1}{2d} \left(\frac{l_1}{2} + l_2 \right) \frac{V_y}{V_{A2}}. \quad (6.52)$$

Sistemul de deviație se caracterizează prin *sensibilitatea* h_0 definită ca

$$h_0 = \frac{h}{V_y} = \frac{l_1 L}{2d V_{A2}}, \quad (6.53)$$

unde $L = l_2 + l_1/2$, iar h_0 se măsoară în mm/V.

Din relația (6.53) rezultă că pentru mărirea sensibilității, plăcile trebuie să aibă lungimea mare, iar distanța dintre ele să fie mică; de asemenea, distanța dintre sistemul de plăci și ecran trebuie să fie cât mai mare, iar V_{A2} trebuie să fie mic. Micșorarea tensiunii V_{A2} și mărirea distanței L

produc dispersia electronilor din fascicul, astfel scade calitatea focalizării. Mărirea lui l_1 și micșorarea lui d se poate efectua numai în anumite limite, căci intervin greutăți de centrare și există pericolul ca electroni din fascicul să fie captați de plăci.

b) *Sistemul de deviație magnetică.* Deviația pe orizontală și verticală a fascicului se efectuează cu ajutorul a două perechi de bobine având axele per-

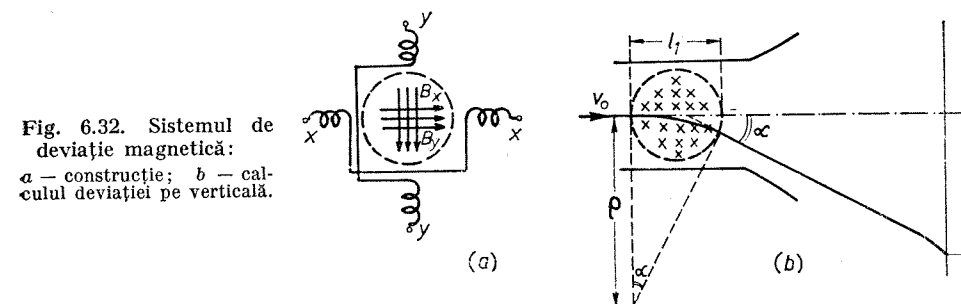


Fig. 6.32. Sistemul de deviație magnetică:
a — construcție; b — calculul deviației pe verticală.

pendicularare între ele (fig. 6.32, a): inducțiile B_x și B_y sînt perpendiculare între ele și perpendiculare în același timp pe axa tubului. Pentru ca sensibilitatea să fie constantă pe tot ecranul, inducția trebuie să fie uniformă în spațiul de acțiune asupra fascicului; în acest scop se utilizează construcții speciale ale bobinelor. Un exemplu de traiectorie a electronului este arătat în figura 6.32, b.

VI.7.3. Ecranul

Ecranul tuburilor catodice este construit dintr-un strat de material luminescent depus pe fața interioară a balonului de sticlă, la capătul opus tunului electronic. Cele mai utilizate substanțe luminescente sînt: sulfizi de Zn și Cd, silicați de Zn (villemite), wolframați de Zn și Cd; pentru mărirea eficienței luminoase a ecranului se adaugă cantități mici (0,01÷0,1%) de substanțe activatoare: Mn, Cu, Bi, Ag și elemente ale pămînturilor rare.

Luminescența este proprietatea unor corpuri izolatoare și semiconductoare de a emite cuante luminoase sub influența unor factori externi. După natura factorului extern se disting mai multe tipuri de luminescență: fotoluminescență (excitare pe cale optică), catodoluminescență (excitare prin fascicul electronic), electroluminescență (excitare prin câmp electric) etc. Corpurile a căror luminescență are loc în spectrul vizibil se numesc *luminofori*.

Pentru caracterizarea substanțelor luminescente se utilizează trei parametri: randamentul luminos, durata luminescenței, domeniul spectral al radiației emise.

1) *Randamentul luminos* (eficiența) materialului reprezintă intensitatea luminoasă a radiației în spectrul vizibil, atunci cînd fasciculul electronic incident are puterea de 1 watt

$$\eta_\Phi = I_\Phi / j V_{A2} \quad (6.54)$$

și se măsoară de obicei în candelă/watt.

2) *Durata luminescenței.* S-a constatat că după întreruperea excitației, luminoforul mai radiază un anumit interval τ_E numit timp de postluminescență; τ_E reprezintă timpul scurs între momentul încetării excitației și momentul când intensitatea luminoasă a spotului scade la 10% din valoarea inițială. Toți luminoforii prezintă fenomenul de postluminescență, însă în măsuri diferite, depinzând de natura substanței și a elementului de activare; în general, $\tau_E = 10^{-6} \div 20$ s.

3) *Domeniul spectral.* După spectrul radiației emise se distinge o mare varietate de luminofori. Pentru observații vizuale directe se folosesc luminoforii ce emit o lumină galben-verzuie (villemitt sintetic), întrucât ochiul are sensibilitatea maximă în acest domeniu spectral. În tuburile unde are loc fotografierea oscilogramelor se utilizează luminoforii ce emit lumină albastră sau albastră-violet, cum ar fi: sulfați de Zn și K activați cu Ag, sulfiți de Zn activați cu Ag.

VI.8. TUBURI FOTOELECTRONICE

VI.8.1. Tuburi fotoelectronice cu vid

Tuburile fotoelectronice sînt dispozitive care transformă energia luminoasă în semnal electric; ele se utilizează în fototelegrafie, cinematografie, semnalizări, fotometrie, televiziune și în unele instalații speciale de măsurare a fluxurilor luminoase de intensități foarte mici. Funcționarea tuburilor

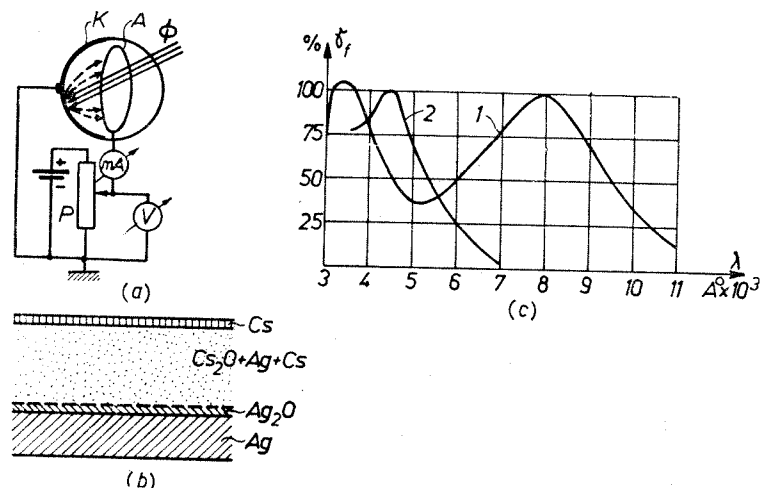


Fig. 6.33. Tub fotoelectric cu vid (celulă fotoelectrică):
a - construcție; b - structura fotocathodului cu oxizi de Cs; c - caracteristici spectrale de fotocatozi.

fotoelectronice se bazează pe efectul fotoelectric extern (emisia fotoelectrică). În cazul tuburilor fotoelectronice cu vid, în balon se realizează o presiune scăzută, $p = 1,33 \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$.

Construcția cea mai simplă a unui tub fotoelectric (celulă fotoelectrică) este arătată în figura 6.33, a și constă din fotocathodul K și anodul A. Foto-

catodul are o structură complexă și se depune pe partea interioară a balonului avînd partea fotosensibilă spre interior; anodul este constituit dintr-un cadru metalic amplasat în apropierea fotocathodului și este conectat la o tensiune pozitivă. Sub influența fluxului luminos Φ , fotocathodul emite electroni care sînt captați de anod, astfel luînd naștere curentul anodic.

A. *Tipuri de fotocatozi.* Elementul care determină esențial caracteristicile și parametrii tuburilor fotoelectronice este fotocathodul. În practică s-au impus trei tipuri de fotocatozi: cu oxizi de Cs, cu Sb-Cs, cu Bi-Cs.

1) *Fotocatozi cu oxizi de Cs.* Structura fotocathodului este arătată în figura 6.33, b și se prepară în felul următor: pe peretele interior al balonului se depune un strat de Ag dintr-o soluție de NO_3Ag , apoi se oxidează argintul cu ajutorul unei descărcări electrice în oxigen; grosimea stratului de Ag_2O se controlează riguros. Urmează introducerea în balon a vaporilor de Cs, care reduc parțial oxidul de argint formînd un strat de Cs_2O care conține atomi de Cs și Ag; la suprafață se formează un strat de Cs a cărui funcție de lucru este $W_\phi \simeq 1$ e V. Caracteristica spectrală a fotocathodului cu oxizi de Cs (curba 1 din figura 6.33, c) prezintă două maxime. Un neajuns important al acestor fotocatozi este scăderea în timp a sensibilității integrale γ_f , mai ales la fluxuri luminoase intense; γ_f este de ordinul $30 \div 40 \text{ } \mu\text{A/lm}$.

2) *Fotocatozi cu Sb-Cs.* Se depune mai întîi prin evaporare un strat de Sb, apoi se introduc vaporii de Cs formîndu-se un strat semitransparent de stibiură de cesiu care are proprietăți semiconductoare. Caracteristica spectrală conține un singur maxim (curba 2 din fig. 6.33, c); sensibilitatea integrală γ_f poate ajunge pînă la $70 \div 100 \text{ } \mu\text{A/lm}$.

3) *Fotocatozii cu Bi-Cs* au aproximativ aceleași caracteristici ca cei cu Sb-Cs; sensibilitatea integrală este puțin mai mică, însă este mai stabilă în timp.

B. *Caracteristicile tuburilor fotoelectronice cu vid.* În practică se utilizează două familii de caracteristici: familia de caracteristici anodice și familia de caracteristici curent-flux (luminoase).

1) *Familia de caracteristici anodice* $I_A = f(V_A)$ cu Φ parametru este reprezentată în figura 6.34, a. La tensiuni V_A mici, în apropierea catodului

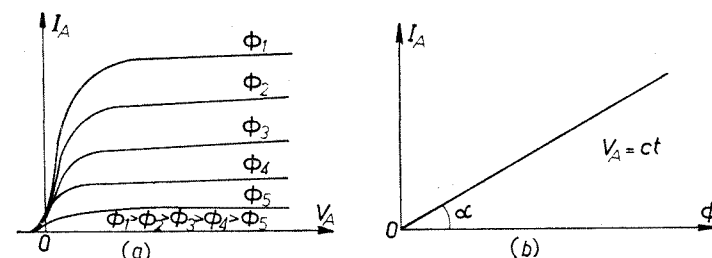


Fig. 6.34. Caracteristicile tuburilor fotoelectronice cu vid:
a - anodice; b - curent-flux.

se formează o sarcină spațială a cărei densitate depinde de valoarea fluxului luminos; crescînd tensiunea V_A , curentul I_A crește liniar pînă la regiunea de saturație, unde rămîne constant. Referindu-ne la porțiunea inițială

trebuie remarcat că la $V_A = 0$, curentul are valoarea I_0 diferită de zero datorită vitezei inițiale a fotoelectronilor.

2) Caracteristica curent-flux $I_A = f(\Phi)$ cu V_A constant și suficient de mare pentru a ne situa în regimul de saturație este arătată în figura 6.34, b; caracteristica reprezintă o dreaptă din care se poate deduce ușor sensibilitatea integrală a catodului, $tg \alpha = I_A / \Phi = \gamma_f$.

VI.8.2. Tuburi fotoelectronice cu gaz

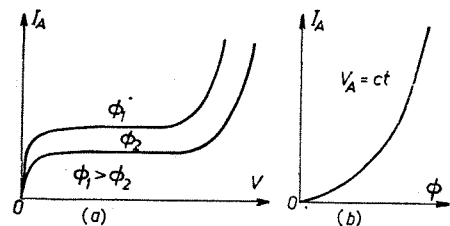


Fig. 6.35. Caracteristicile tuburilor fotoelectronice cu gaz:
a — anodice; b — curent-flux.

Dacă în balon se introduc gaze nobile, He, Ne, Cr, Ar, la presiuni de $p = 0,2 \div 0,01$ Torr se observă o mărire importantă a curentului I_A la tensiuni ridicate. În drumul lor spre anod, fotoelectronii produc ionizări ale moleculelor de gaz, electronii rezultați produc alte ionizări etc., luând naștere o descărcare neautonomă. La tensiuni V_A mici, caracteristicile anodice sînt asemănătoare cu cele de la tuburile fotoelectronice cu vid (fig. 6.35, a), însă la tensiuni mai mari, cînd au loc ionizări, se observă o creștere rapidă a curentului. Caracteristica curent-flux trasată pentru V_A suficient de mari indică o creștere aproximativ pătratică a curentului (fig. 6.35, b). Sensibilitatea integrală a tuburilor fotoelectronice cu gaz este de $3 \div 8$ ori mai mare decît a celor cu vid.

VI.8.3. Multiplicatori fotoelectronici

Multiplicatorii fotoelectronici (fotomultiplicatorii) sînt dispozitive în care curentul fotoelectric este multiplicat prin intermediul emisie secundare. Cea mai simplă construcție este arătată în figura 6.36 și constă în fotocatodul K și dinozii D_1, D_2, \dots, D_n , ultimul dinod jucînd rolul de anod. Fotocatodul este din Sb-Cs și are o structură asemănătoare cu a celor utilizați în tuburile fotoelectronice clasice. Dinozii sînt construiți din aliaje cu coeficient de emisie secundară mare (S-Cu-Cs, Sb-Cs, Al-Mn) depuse pe suporturi de Ni sau Al; tensiunile dinozilor cresc treptat, $V_2 > V_1, V_3 > V_2$ etc. diferența

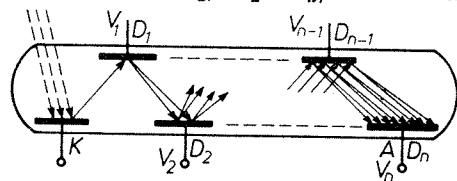


Fig. 6.36. Construcția clasică a multiplicatorului fotoelectric.

dintre tensiunile a doi dinozi vecini fiind aproximativ de 100 V.

Fluxul luminos cade pe fotocatodul K , iar fotoelectronii sînt captați de dinodul D_1 ; electronii secundari emiși de dinodul D_1 sînt captați de dinodul D_2 etc. Presupunînd că există n dinozi avînd coeficientul de emisie se-

cundară σ , atunci coeficientul de amplificare a curentului este $A_i = \sigma^n$; luînd pentru exemplificare, $\sigma = 5$ și $n = 10$ se obține $A_i \approx 10^7$. În realitate, coeficientul de amplificare a fotocurentului este mai mic cel puțin din două cauze: nu toți dinozii au valori ridicate ale lui σ ; nu toți electronii secundari emiși de dinodul D_{i-1} cad pe dinodul D_i , ci cad pe balon sau pe dinodul D_{i+1} și următorii. Pentru evitarea acestor neajunsuri s-au realizat construcții perfecționate în care are loc focalizarea electronilor secundari sau mărirea suprafeței efective a dinozilor.

În construcțiile mai vechi se utilizează focalizarea cu ajutorul cîmpurilor \vec{E} și \vec{B} ; în construcțiile recente se utilizează focalizarea electrostatică. Descriem o variantă.

Multiplicatori fotoelectronici cu focalizare electrostatică. Dînd dinozilor o formă curbilinie și amplasîndu-i adecvat (fig. 6.37, a) se poate obține o bună focalizare a electronilor secundari. Între dinozii succesivi se formează lentile electrostatice, care focalizează electronii făcîndu-i să cadă pe mijlocul dinodului următor. Afară de focalizarea electronilor, în această construcție este total înlăturată reacția inversă, care este de două feluri: reacție ionică și reacție optică. În drumul lor spre dinozii următori, electronii secundari pot ioniza moleculele gazelor remanente și ale vaporilor de Cs; ionii pozitivi care rezultă bombardează fotocatodul și primii dinozi, producînd electroni secundari care măresc curentul de întuneric. În regiunea din apropierea anodului există electroni secundari cu energii mari care pot produce luminescența balonului; cuantele luminoase ajung pe fotocatod mărînd, de asemenea, curentul de întuneric. În construcția din figura 6.37, a, reacțiile inverse sînt practic înlăturate, astfel că se pot realiza multiplicatori avînd un număr mare de dinozi, $n = 40$.

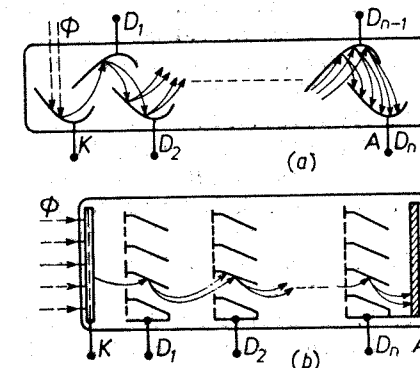


Fig. 6.37. Construcții perfecționate de multiplicatori fotoelectronici:
a — cu focalizare electrostatică; b — cu dinozi în formă de „jaluzele”

BIBLIOGRAFIE, CAP. I—VI

1. D. D. Sandu. *Electronica fizică*. Editura Academiei RSR, București, 1973.
2. I. Spînulescu. *Fizica tranzistorilor și principiile microminiaturizării*. Editura didactică și pedagogică, București, 1973.
3. M. Drăgănescu. *Procese electronice în dispozitive semiconductoare de circuit*. Editura Academiei RPR, București, 1962.
4. J. M. Feldman. *The Physics and Circuit Properties of Transistors*. J. Wiley and Sons, N. Y.-London-Sydney-Toronto, 1972.
5. M. Drăgănescu. *Electronica corpului solid*. Editura tehnică, București, 1972.
6. M. J. Morant. *Introduction to Semiconductor Devices*. Harrap, London, 1964.

7. L. P. Hunter (editor). *Handbook of Semiconductor Electronics*. McGraw-Hill, N. Y.-Toronto-London, 1962.
8. T. Tănăsescu (coordonator). *Circuite cu tranzistori*. Editura tehnică, București, 1961.
9. R. Stere, I. Ristea, M. Bodea. *Tranzistoare cu efect de cimp*. Editura tehnică, București, 1972.
10. R. S. C. Cobbold. *Theory and Applications of Field Effect Transistors*. J. Wiley and Sons, N. Y.-London-Sydney-Toronto, 1970.
11. S. M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices*. J. Wiley and Sons, N. Y.-London-Sydney-Toronto, 1969.
12. E. Keojian. *Microelectronics*. Mc Graw-Hill, N. Y.-Toronto-London, 1963.
13. D. Dascălu. *Injectia unipolară în dispozitive electronice semiconductoare*. Editura Academiei RSR, București, 1972.
14. P. E. Gray, C. L. Searle. *Electronic Principles. Physics, Models and Circuits*. J. Wiley and Sons, N. Y.-London-Sydney, Toronto, 1969.
15. E. J. Angelo, jr. *Electronics: BJTs, FETs and Microelectronics*. Mc Graw-Hill, NY, 1969.
16. J. P. Oehmichen. *Emploi rationnel des circuits intégrés*. Editions Radio, Paris, 1971.
17. J. Eimbinder (editor). *Semiconductor Memories*. J. Wiley and Sons, N. Y.-London-Sydney-Toronto, 1971.
18. V. Vlasov. *Elektronie i ionnii pribori*. Gos. Izdat. Sviazi i radio, Moskva, 1960.
19. L. M. Biberman, S. Nudelman (editors). *Photoelectronic Imaging Devices*. Vol. 1 and 2, Plenum Press, N. Y., London, 1971.
20. V. A. Batușev. *Elektronie pribori*. Izd. Visșaia Șkola, Moskva, 1969.
21. C. L. Hemenway, R. W. Henry, M. Caulton. *Physical Electronics*. Ediția 2, J. Wiley and Sons, N. Y., 1969.
22. O. Klemperer, M. E. Barnett. *Electron Optics*. Ediția 3, Cambridge Univ. Press, 1971.

PARTEA A DOUA

PROBLEME GENERALE DE ANALIZA CIRCUITELOR ELECTRICE LINIARE

Capitolul VII

METODE DE CALCUL A CIRCUITELOR ELECTRICE ÎN REGIM PERMANENT

VII.1. INTRODUCERE

Un ansamblu format din rezistori, condensatori, bobine de inductanță și generatori de tensiune și curent, adecvat conectate în vederea realizării unei anumite funcții, constituie un *circuit electric*; adesea, termenul de circuit este înlocuit prin termenul de rețea. Circuitele care pe lângă elementele pasive R , L , C conțin și dispozitive electronice (diode, tranzistori, tuburi electronice) se numesc *circuite electronice*; ele constituie o categorie specială de circuite electrice.

Pentru calculul circuitelor electronice, dispozitivele electronice se înlocuiesc prin schemele echivalente corespunzătoare regimului de funcționare și gamei de frecvențe date, scheme care constau din elemente pasive R , L , C și generatori controlați (*dependenți*) de tensiune sau de curent.

Circuitele electrice se împart în două mari categorii: circuite liniare și circuite neliniare; apartenența la o categorie sau alta este determinată de natura elementelor pe care le conține și de regimul de funcționare al acestor elemente. De exemplu, tranzistorul poate fi considerat un element liniar, dacă funcționează în regim de amplificare clasa A și este un element neliniar, dacă funcționează în regim de amplificare clasa B și C , în regim de comutare sau oscilație.

Circuitele electrice liniare se împart în trei categorii:

1) circuite liniare cu parametri constanți. Aceste circuite sînt descrise de ecuații integrodiferențiale liniare cu coeficienți constanți. Ele sînt constituite din elementele liniare clasice R , L , C și se mai numesc circuite cu parametri concentrați;

2) circuite liniare cu parametri constanți în timp și variabili (distribuiți) în spațiu. Aceste circuite sînt descrise de ecuații integrodiferențiale cu coeficienți constanți și cu derivate parțiale. Din această categorie fac parte liniile de transmisie, ghidurile de undă și cavitățile rezonante;

3) circuite liniare cu parametri variabili în timp, denumite *circuite parametrice*. Procesele electrice din aceste circuite sînt descrise prin ecuații

integrodiferențiale cu coeficienți variabili în timp; ele pot fi constituite atât din elemente cu constante concentrate, cât și din elemente cu constante distribuite.

O proprietate importantă a circuitelor electrice liniare este faptul că acestora li se aplică principiul suprapunerii.

Pentru aflarea răspunsului unui circuit electric complicat, trebuie să se găsească soluțiile sistemului de ecuații integrodiferențiale referitoare la curenți sau tensiuni, care descriu circuitul respectiv. Există trei metode generale care permit scrierea ecuațiilor integrodiferențiale: metoda ecuațiilor lui Kirchhoff, metoda curenților pe ochiuri și metoda tensiunilor între noduri; pe lângă aceste trei metode generale au fost formulate un număr de teoreme care simplifică calculele în unele cazuri particulare.

Rezolvarea sistemului de ecuații integrodiferențiale în cazul unor circuite complicate constituie o problemă dificilă. Au fost elaborate următoarele metode principale de rezolvare: 1) metoda clasică a rezolvării unui sistem de ecuații integrodiferențiale; 2) metoda armonică bazată pe transformata Fourier; 3) metoda operațională bazată pe transformata Laplace; 4) metoda convoluției bazată pe integrala Duhamel. Aceste metode de rezolvare constituie în același timp metode distincte de studiu a circuitelor electrice indiferent de regimul de funcționare: regim tranzitoriu, regim cvasistaționar (regim alternativ permanent) și regim staționar (regim de curent continuu sau lent variabil). Practica a arătat însă că fiecare din metodele de mai sus (în special ultimele trei, prima metodă are un caracter cu totul general) dau rezultate mai bune când se aplică pentru un anumit regim. De exemplu, metoda armonică se aplică pentru aflarea răspunsului circuitelor în domeniul frecvență, metoda operațională se aplică pentru aflarea răspunsului în domeniul timp, în special la procesele tranzitorii, metoda convoluției se aplică atunci când semnalul de intrare are o formă complicată, rezultată în urma suprapunerii unor semnale standard.

De asemenea, trebuie subliniat că în cazul regimului cvasistaționar al circuitelor liniare invariante în timp și a semnalelor de tensiune și curent de formă sinusoidală, metoda armonică are o formă particulară numită *metoda fazorială (a amplitudinilor complexe)*.

VII.2. NOTAREA MĂRIMILOR ELECTRICE

În studiul circuitelor electrice și electronice liniare și neliniare se întâlnesc diferite valori ale tensiunilor, curenților, impedanțelor etc. În vederea unei uniformități de notare a diferitelor mărimi, se va ține seama de recomandările CEI (Commission Électrotechnique Internationale) cu privire la simbolurile literale utilizate în electrotehnică și în circuitele cu dispozitive semiconductoare; recomandările vor fi extinse și în cazul circuitelor cu tuburi electronice.

Aceste recomandări referitoare la literele și indicii utilizați pot fi rezumate astfel.

1) *Mărimi.* Pentru notarea mărimilor electrice variabile în timp — valoarea instantanee totală, valoarea instantanee alternativă — se utilizează litere mici. Literele mari se utilizează pentru notarea mărimilor invariabile în timp: amplitudini, valori medii și eficace, fazori, componente continue, valori statice.

2) *Indici.* Pentru componentele alternative, variabile în timp se utilizează litere mici; pentru valorile instantanee totale, componentele continue și valorile statice se utilizează litere mari.

Dăm câteva exemple de notare în baza acestor recomandări. Mai întâi, trebuie precizat că pentru curenți se folosește litera i , pentru tensiuni v , u

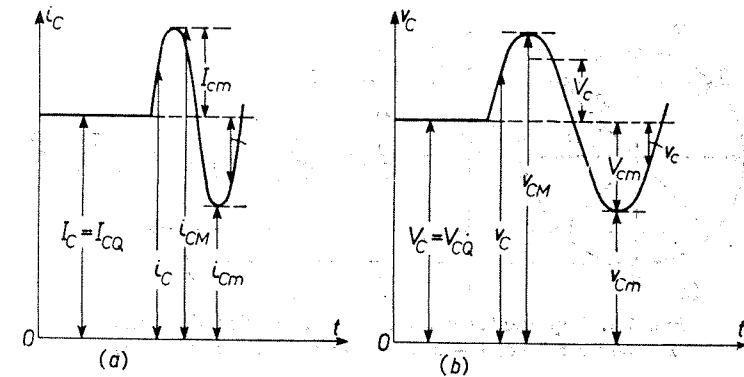


Fig. 7.1. Notarea mărimilor electrice alternative.

sau e , pentru impedanțe z etc. Considerăm variația curentului și a tensiunii de colector ale unui tranzistor bipolar, atunci când pe baza sa, pe lângă tensiunea continuă de polarizare, se aplică și un semnal alternativ. Pentru regimul liniar de funcționare, diagramele sînt arătate în figura 7.1, unde distingem: valorile instantanee totale i_C , v_C ; valorile instantanee alternative i_c , v_c ; valorile statice I_C , V_C ; componentele continue I_{C0} , V_{C0} (în regim liniar, $I_{C0} = I_C$, $V_{C0} = V_C$); amplitudinile I_{CM} , V_{CM} ; valorile eficace I_c , V_c ; valorile maxime și minime i_{CM} , i_{cm} , v_{CM} , v_{cm} . În mod analog, vom avea: i_D , i_A , i_B , v_D , v_A , v_B pentru valorile instantanee totale; i_a , i_b , v_a , v_b pentru valorile instantanee alternative; I_{am} , I_{bm} , V_{am} , V_{bm} pentru amplitudinile componentelor alternative etc.

Pentru notarea surselor de alimentare se vor utiliza litere mari cu indici dubli cu litere mari: V_{CC} , V_{DD} , V_{AA} , V_{BB} , V_{GG} .

În cazul regimului liniar sînt adevărate relațiile:

$$\begin{aligned} i_C &= I_C + i_c, & i_D &= I_D + i_d, \\ v_C &= V_C + v_c, & v_D &= V_D + v_d, \\ i_c &= I_{cm} \sin \omega t, & i_d &= I_{dm} \sin \omega t. \end{aligned} \quad (7.1)$$

În cazul regimului neliniar, curenții și tensiunile vor conține mai multe armonici, iar relațiile (7.1) devin:

$$\begin{aligned} i_C &= I_{C0} + i_{c\sim}, & i_D &= I_{D0} + i_{d\sim}, \\ v_C &= V_{C0} + v_{c\sim}, & v_D &= V_{D0} + v_{d\sim}, \end{aligned} \quad (7.2)$$

unde, de exemplu, $i_{d\sim}$ are expresia (după descompunerea în serie Fourier)

$$i_d = I_{d1} \cos \omega t + I_{d2} \cos 2\omega t + I_{d3} \cos 3\omega t + \dots \quad (7.3)$$

VII.3. NOȚIUNI CU PRIVIRE LA REPREZENTAREA FAZORIALĂ A MĂRIMILOR ELECTRICE ALTERNATIVE

Există trei moduri de reprezentare a mărimilor electrice alternative (tensiuni și curenți) în regim sinusoidal permanent: prin expresii analitice (funcții trigonometrice), prin grafice și prin fazori. Primele două moduri

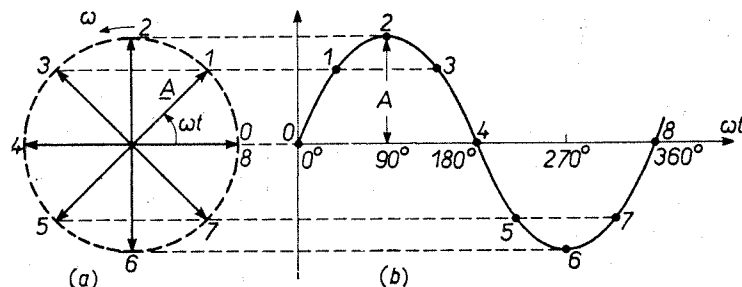


Fig. 7.2. Reprezentarea fazorială a mărimilor alternative: a - vector rotitor; b - mărimea alternativă corespunzătoare.

sînt considerate „clasice” și se utilizează la studiul unor circuite liniare simple de curent alternativ. Reprezentarea fazorială a fost introdusă inițial pentru simplificarea și clarificarea soluțiilor trigonometrice, apoi ea a devenit o metodă distinctă larg utilizată în practică. Descriem pe scurt bazele fizice ale acestei metode.

Fazorul este un vector rotitor fiind caracterizat prin: lungime (valoare numerică sau modul), unitate de măsură și unghiul de fază (unghiul făcut de fazor cu abscisa). Lungimea (modulul) fazorului este egală cu amplitudinea sau cu valoarea eficace a mărimii electrice respective. Fazorul se rotește în jurul originii, în sens antiorar, cu viteza unghiulară constantă și egală cu pulsația ω a mărimii alternative pe care o reprezintă (fig. 7.2, a). Fundamentul fizic al reprezentării fazoriale constă în faptul că în fiecare moment, proiecția fazorului pe ordonată este egală cu valoarea instantanee a mărimii alternative (fig. 7.2, b).

Atunci cînd pe aceeași diagramă se reprezintă mai mulți fazori, unul dintre ei se ia drept *fazor de referință*. Presupunem, de exemplu, că într-un circuit liniar, curentul și tensiunea au expresiile:

$$\begin{aligned} i(t) &= I_m \sin \omega t, \\ u(t) &= U_m \sin (\omega t + \varphi). \end{aligned} \quad (7.4)$$

Fazorii care reprezintă aceste mărimi sînt arătați în figura 7.3, a: fazorul care reprezintă curentul are lungimea I_m , iar cel care reprezintă tensiunea are lungimea U_m . Ambii fazori se rotesc în sens antiorar cu viteza unghiulară ω și păstrează între ei diferența de fază φ . În practică este suficient să se indice numai o poziție a fazorilor și diferența de fază dintre ei, iar unul dintre fazori se ia drept referință (fig. 7.3, b).

În continuare se prezintă diagramele fazoriale pentru cîteva circuite simple.

a) *Circuite serie*. În cazul circuitelor de curent alternativ serie, drept fazor de referință se ia curentul, adică mărimea care are aceeași valoare pen-

tru toate elementele circuitului. Se demonstrează pe cale trigonometrică [2, 5, 6] că între tensiunea $u(t)$ aplicată la bornele unui element și curentul $i(t)$ care circulă prin acel element există următoarele defazaje (faza curentului este egală cu zero): $+\pi/2$ în cazul bobinei de inductanță, $-\pi/2$ în cazul

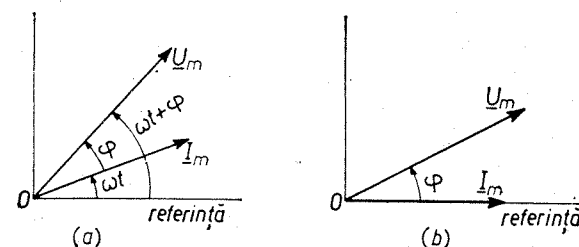


Fig. 7.3. a - Fazorii mărimilor alternative din relațiile (7.4); b - fixarea fazorului de referință.

capacitorului și 0 în cazul rezistorului. De exemplu, pentru circuitul cu bobină ideală (fig. 7.4, a), diagrama fazorială este reprezentată în figura 7.4, b; evident, fazorii \vec{I}_m și \vec{U}_m sînt reprezentați la scări diferite (conform recomandărilor CEI, fazorii se notează *subliniat* sau cu litere mari aldine).

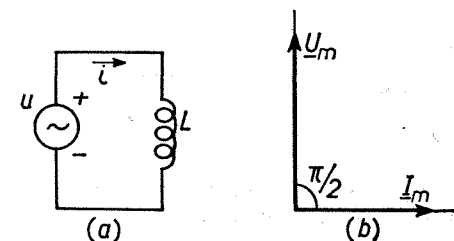


Fig. 7.4. Circuit de c.a. serie cu bobină de inductanță: a - schemă; b - diagramă fazorială.

În cazul circuitelor serie RL , RC , RLC , pentru desenarea diagramelor fazoriale trebuie să se țină seama de defazajele dintre curent și tensiunile la bornele diferitelor elemente, precum și de valorile acestor elemente. Pentru exemplificare, ne vom referi la circuitul RL (fig. 7.5, a); aplicînd legea a doua a lui Kirchhoff rezultă

$$u(t) = u_R(t) + u_L(t) = RI_m \sin \omega t + X_L I_m \sin (\omega t + \pi/2), \quad (7.5)$$

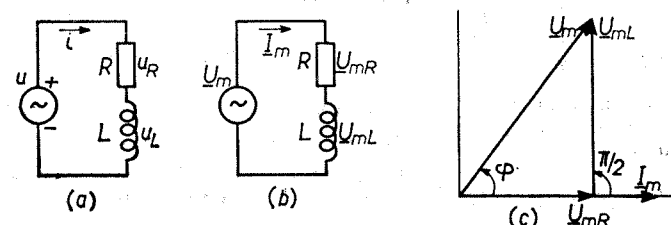


Fig. 7.5. Circuit de c.a. serie cu RL : a - schemă; b - notația fazorială; c - diagrama fazorială.

unde X_L este reactanța bobinei L . Utilizînd reprezentarea fazorială (fig. 7.5, b) avem

$$\vec{U}_m = \vec{U}_{mR} + \vec{U}_{mL} \quad (U_{mR} = I_m R, \quad U_{mL} = I_m X_L). \quad (7.6)$$

Diagrama fazorială (fig. 7.5, c) se construiește astfel: se ia \underline{I}_m ca origine de fază și se trasează apoi \underline{U}_{mR} în fază cu \underline{I}_m , iar \underline{U}_{mL} defazat înainte cu $\pi/2$; fazorul \underline{U}_m rezultă prin însumare vectorială a fazorilor \underline{U}_{mR} și \underline{U}_{mL} , conform relației (7.6). Unghiul dintre \underline{U}_m și \underline{I}_m se determină din relația

$$\operatorname{tg} \varphi = U_{mL}/U_{mR} = X_L/R. \quad (7.7)$$

Reprezentarea fazorială a valorilor instantanee ale tensiunilor și curenților aduce clarificări și simplificări în studiul circuitelor liniare de curent alternativ. Totuși, în cazul unor circuite complicate conținând un număr mare de elemente grupate în diferite moduri, diagramele fazoriale se complică extrem de mult devenind adesea inoperante în practică. Pentru a pune în valoare cât mai complet particularitățile reprezentării fazoriale, este necesar să se dea o formă matematică adecvată, care să fie comodă în calcule; în acest scop se utilizează algebra numerelor complexe. Fazorul, la fel ca un număr complex, poate fi reprezentat într-un *plan complex*, având două componente în cvadratură, una reală și una imaginară. Numărul complex, deci și fazorul, poate fi exprimat matematic în trei forme: algebrică (carteziană), exponențială și polară. Considerând un număr complex A , cele trei forme de exprimare matematică sînt

$$\begin{aligned} A &= a + jb, \\ A &= A e^{j\theta}, \quad A = \sqrt{a^2 + b^2}, \quad \theta = \operatorname{arctg} (b/a), \\ A &= A \angle \theta \end{aligned} \quad (7.8)$$

La calculul circuitelor complicate prin metoda fazorială, larg răspîndită este forma exponențială de reprezentare a tensiunilor și curenților. Presupunind o tensiune $u(t)$ de formă sinusoidală, în baza formulelor lui Euler se poate da următoarea reprezentare exponențială

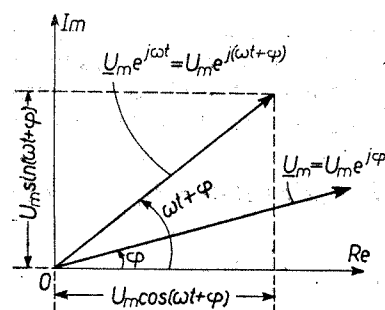


Fig. 7.6. Componentele fazorului \underline{U}_m și forma exponențială a mărimilor sinusoidale.

a fazorului \underline{U}_m este arătată în figura 7.6; atunci cînd este necesar, se poate opera cu valoarea eficace complexă

$$\underline{U} = \underline{U}_m / \sqrt{2}. \quad (7.11)$$

Referindu-ne la curentul $i(t)$ care are aceeași frecvență cu tensiunea, se poate scrie

$$i(t) = \operatorname{Im}[\underline{I}_m e^{j(\omega t + \psi)}] = \operatorname{Im}(\underline{I}_m e^{j\omega t}), \quad (7.12)$$

unde

$$\underline{I}_m = I_m e^{j\psi} \quad (7.13)$$

este amplitudinea complexă a curentului.

Totuși, în calcule se utilizează de obicei notațiile exponențiale obișnuite pentru $u(t)$ și $i(t)$

$$u(t) = \underline{U}_m e^{j\omega t}, \quad (7.14)$$

$$i(t) = \underline{I}_m e^{j\omega t}, \quad (7.15)$$

cu convenția că valorile adevărate ale tensiunii și curentului reprezintă părțile imaginare ale expresiilor (7.14) și (7.15).

Dacă $u(t)$ și $i(t)$ sînt de formă cosinusoidală, rezultă

$$u(t) = U_m \cos(\omega t + \varphi) = \operatorname{Re}(\underline{U}_m e^{j\omega t}), \quad (7.16)$$

$$i(t) = I_m \cos(\omega t + \psi) = \operatorname{Re}(\underline{I}_m e^{j\omega t}). \quad (7.17)$$

Prin urmare, relația (7.14), de exemplu, poate fi generalizată astfel

$$u(t) = \underline{U}_m e^{j\omega t} = \begin{cases} \operatorname{Im}(\underline{U}_m e^{j\omega t}) & \text{cînd } u(t) = U_m \sin(\omega t + \varphi); \\ \operatorname{Re}(\underline{U}_m e^{j\omega t}) & \text{cînd } u(t) = U_m \cos(\omega t + \varphi). \end{cases} \quad (7.18)$$

Relații similare pot fi scrise și pentru curent.

Aplicație. Considerăm circuitul RLC (fig. 7.7, a); aplicînd tensiunea $u(t)$, prin circuit trece curentul $i(t)$ și conform celei de a doua legi a lui Kirchhoff se poate scrie

$$u(t) = Ri(t) + L \frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{C} \int i(t) dt. \quad (7.19)$$

Pentru găsirea răspunsului (curentului) este necesară rezolvarea ecuației integrodiferențiale (7.19), operație ce comportă dificultăți atunci cînd se recurge la metodele „clasice” de rezolvare. Utilizînd reprezentarea exponențială a tensiunii și curentului, soluția poate fi găsită pe o cale simplă și directă; introducînd (7.14) și (7.15) în (7.19) rezultă

$$\begin{aligned} \underline{U}_m e^{j\omega t} &= R \underline{I}_m e^{j\omega t} + j\omega L \underline{I}_m e^{j\omega t} + \\ &+ (1/j\omega C) \underline{I}_m e^{j\omega t}, \end{aligned} \quad (7.20)$$

de unde (după simplificarea cu $e^{j\omega t}$) scoatem

$$\underline{I}_m = \frac{\underline{U}_m}{R + j\omega L + 1/j\omega C}. \quad (7.21)$$

Mărimea

$$\begin{aligned} \underline{Z} &= R + j\omega L + 1/j\omega C = R + j(\omega L - 1/\omega C) = \\ &= R + j(X_L - X_C) = R + jX \end{aligned} \quad (7.22)$$

se numește *impedanță complexă* a circuitului serie și se pune de obicei sub formă exponențială

$$\underline{Z} = Z e^{j\theta}, \quad Z = \sqrt{R^2 + X^2}, \quad \theta = \varphi - \psi = \operatorname{arctg} (X/R). \quad (7.23)$$

Diagrama fazorială a circuitului este arătată în figura 7.7, b, unde s-a luat fazorul \underline{I}_m drept fazor de referință ($\theta = \varphi$) și s-a presupus $X_L > X_C$; fazorul tensiunii aplicate este dat de expresia

$$\underline{U}_m = \underline{U}_{mR} + \underline{U}_{mL} + \underline{U}_{mC}, \quad (7.24)$$

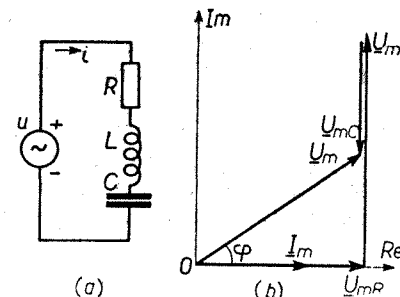


Fig. 7.7. Circuitul de c.a. serie RLC : a - schemă; b - diagramă fazorială.

unde (vezi 7.20)

$$\underline{U}_{mR} = \underline{I}_m R, \quad \underline{U}_{mL} = \underline{I}_m j\omega L, \quad \underline{U}_{mC} = \underline{I}_m / j\omega C. \quad (7.25)$$

Se observă că prin utilizarea reprezentării fazoriale a mărimilor electrice, ecuațiile integrodiferențiale se simplifică foarte mult reducându-se la ecuații

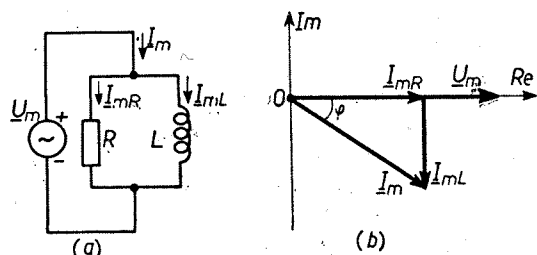


Fig. 7.8. Circuitul de c.a. paralel RL: a - schemă; b - diagramă fazorială.

algebrice, deoarece, în acest caz, operația de derivare a unei mărimi se reduce la înmulțirea mărimii respective cu $j\omega$, iar operația de integrare se reduce la operația de înmulțire cu $1/j\omega$.

Trebuie precizat că fazorul este un tip special de număr complex; el poate numai să reprezinte o mărime variabilă în timp după o lege sinusoidală, dar nu este egal cu această mărime.

Fazorul ne dă doi factori esențiali pentru specificarea unei mărimi sinusoidale de o frecvență dată, anume, amplitudinea și faza. De exemplu, fazorul curent $\underline{I}_m = I_m \angle \varphi$ este un mod condensat de scriere a unui curent sinusoidal de amplitudine I_m și fază φ la un singur moment t ; astfel, un fazor staționar reprezentat grafic este un număr complex. Un fazor oarecare $\underline{I}_m = 10 \angle 0^\circ$ poate reprezenta curentul

$i = 10 \cos \omega t$, iar fazorul $\underline{U}_m = 10 \angle 45^\circ$ poate reprezenta tensiunea $u = 10 \sin(\omega t + \pi/4)$.

Algebra numerelor complexe se aplică direct și fazorilor.

b) *Circuite paralel.* În cazul circuitelor paralel, drept fazor de referință se ia tensiunea (mărimea care are aceeași valoare pentru toate elementele circuitului). Considerăm un circuit paralel format din rezistorul R și bobina L (fig. 7.8, a). Diagrama fazorială (fig. 7.8, b) se construiește astfel: se ia \underline{U}_m ca origine de fază și se trasează apoi \underline{I}_{mR} în fază cu \underline{U}_m , iar \underline{I}_{mL} defazat în urmă cu $\pi/2$; fazorul \underline{I}_m rezultă prin însumarea vectorială a fazorilor \underline{I}_{mR} și \underline{I}_{mL} , iar defazajul dintre \underline{U}_m și \underline{I}_m este $\varphi = -\arctg(X_L/R)$.

În general se admite că circuitele paralel se alimentează de la generatori de curent (precizări asupra generatorilor de tensiune și de curent se fac mai

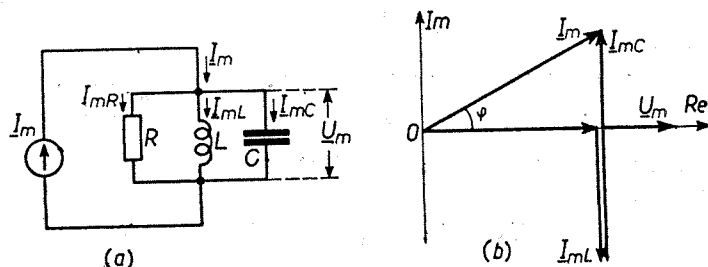


Fig. 7.9. Circuitul de c.a. paralel RLC: a - schemă; b - diagramă fazorială

jos); astfel, în cazul circuitului paralel RLC (fig. 7.9, a), fazorul curentului total \underline{I}_m (fig. 7.9, b) este dat de suma fazorilor ce reprezintă curenții din cele trei ramuri

$$\underline{I}_m = \underline{I}_{mR} + \underline{I}_{mC} + \underline{I}_{mL}. \quad (7.26)$$

Dat fiind că tensiunea la bornele tuturor elementelor este aceeași, se poate scrie

$$\underline{I}_{mR} = \underline{U}_m / R, \quad \underline{I}_{mC} = \underline{U}_m j\omega C, \quad \underline{I}_{mL} = \underline{U}_m / j\omega L, \quad (7.27)$$

deci

$$\underline{I}_m = \underline{U}_m \left(\frac{1}{R} + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} \right). \quad (7.28)$$

Mărimea

$$\underline{Y} = 1/R + j(\omega C - 1/\omega L) = G + j(B_C - B_L) = G + jB \quad (7.29)$$

este *admitanța complexă* a circuitului paralel.

Din relațiile (7.21) și (7.28) rezultă că între impedanța și admitanța unui circuit există relația

$$\underline{Y} = 1/\underline{Z} \quad (7.30)$$

în baza căreia se pot stabili relații de corespondență (dualitate) între: rezistența R și conductanța G , reactanța X_L și susceptanța B_L , reactanța X_C și susceptanța B_C .

VII.4. METODA CURENȚILOR PE OCHIURI (DE CONTUR)

Calculul unei rețele electrice liniare formată din rezistori, bobine de inducție, condensatori, generatori de tensiune și de curent se poate efectua, în general, pe baza legilor lui Kirchhoff.

Considerăm că rețeaua dată conține n noduri și l laturi; prin *nod* se înțelege locul de conexiune (joncțiune) a mai multor elemente de circuit, iar prin *latură* se înțelege conexiunea de elemente în serie între două noduri. Calculul urmărește determinarea curenților din cele l laturi presupunându-se că sînt cunoscute valorile elementelor din rețea și a generatorilor de tensiune și de curent. În acest scop se scriu $n-1$ ecuații independente în baza primei legi a lui Kirchhoff, iar în baza legii a doua se scriu $l-n+1$ ecuații independente. Urmează rezolvarea sistemului de l ecuații cu l necunoscute (curenți).

Întrucît ne referim la circuite de curent alternativ în regim permanent se utilizează notația fazorială a tensiunilor și curenților. Se va presupune că

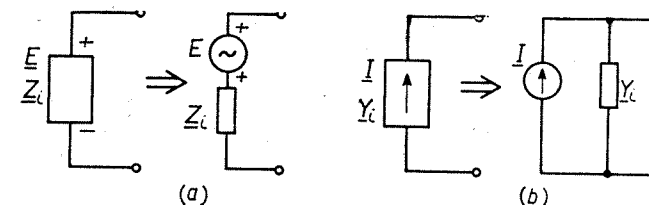


Fig. 7.10. Precizarea noțiunilor de generatori de tensiune și curent ideali: a - generator de tensiune; b - generator de curent.

generatorii (sursele) de tensiune și de curent sînt *ideale*, adică: a) se consideră că generatorul de tensiune real avînd tensiunea electromotoare E și impedanța internă Z_i (fig. 7.10, a) este constituit dintr-un generator de tensiune ideal (impedanță internă zero), în serie cu impedanța Z_i ; b) la fel, generatorul de curent real avînd amplitudinea curentului I și admitanța internă Y_i (fig. 7.10, b) poate fi înlocuit cu un generator de curent ideal avînd admitanța

internă zero în paralel cu admitanța Y_i . Tensiunea electromotoare a generatorului ideal de tensiune este egală cu cea măsurată în gol, iar intensitatea generatorului ideal de curent este egală cu curentul de scurtcircuit.

Utilizând metoda curenților pe ochiuri (curenților ciclici sau curenților de contur) se obține o micșorare substanțială a numărului de ecuații necesare

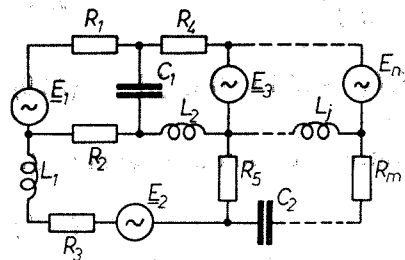


Fig. 7.11. Metoda curenților pe ochiuri, — rețea cu l laturi și n noduri.

pentru calculul rețelei. Esența metodei constă în alegerea din rețeaua care conține n noduri și l laturi, a unui număr necesar și suficient de contururi închise (ochiuri) și fixarea ca necunoscute a curenților arbitrari asociați acestor contururi. Presupunind că în rețeaua dată (fig. 7.11) se pot identifica k contururi independente, se scriu ecuațiile acestor contururi în baza legii a doua a lui Kirchhoff obținându-se un sistem de k ecuații având drept necunoscute curenții I_1, I_2, \dots, I_k . Valoarea curentului într-o latură a rețelei este dată

de suma (fazorială) curenților arbitrari de contur care traversează latura respectivă (rețeaua fiind liniară, se aplică principiul suprapunerii); în felul acesta, ecuațiile care rezultă din prima ecuație a lui Kirchhoff sînt identice satisfăcute.

Sistemul de ecuații are forma (pentru curenți și tensiuni se iau valorile eficace)

$$\begin{aligned} I_1 Z_{11} + I_2 Z_{12} + \dots + I_k Z_{1k} &= E_1, \\ I_2 Z_{21} + I_2 Z_{22} + \dots + I_k Z_{2k} &= E_2, \\ &\vdots \\ I_1 Z_{k1} + I_2 Z_{k2} + \dots + I_k Z_{kk} &= E_k. \end{aligned} \quad (7.31)$$

Fiecare ecuație din sistem poate fi pusă sub forma condensată

$$\sum_{j=1}^k I_j Z_{ij} = E_i, \quad (7.32)$$

unde E_i este suma tensiunilor electromotoare care acționează în conturul i ; Z_{ii} este impedanța proprie a conturului i care include toți rezistorii și reacțanțele din acest contur, Z_{ij} este impedanța de cuplaj (mutuală) a conturilor i și j și include numai elementele comune celor două contururi; semnul lui Z_{ij} este plus, dacă curenții arbitrari coincid ca sens de parcurgere în ramura comună și este minus, dacă curenții arbitrari sînt de sens opus.

La scrierea ecuațiilor sistemului (7.31) trebuie avut în vedere ca fiecare ecuație să fie independentă de celelalte. Ochiurile trebuie alese astfel încît ecuația pentru un nou ochi să nu poată fi dedusă din ecuațiile precedente. Pentru stabilirea numărului de ochiuri (contururi) independente ale unei rețele date, se ține cont de o teoremă importantă din topologia rețelelor care se enunță astfel [3, 4, 11]: „numărul contururilor independente dintr-o

rețea dată este egal cu numărul ramurilor de conexiune ale arborelui rețelei”. Înainte de a prezenta un exemplu pentru ilustrarea acestei teoreme precizăm că într-o rețea conținînd n noduri și l laturi se pot identifica $k = l - n + 1$ contururi independente.

Exemplu. Considerăm rețeaua din figura 7.12, a. Pentru explicitarea unor proprietăți topologice (topologia studiază proprietățile geometrice calitative

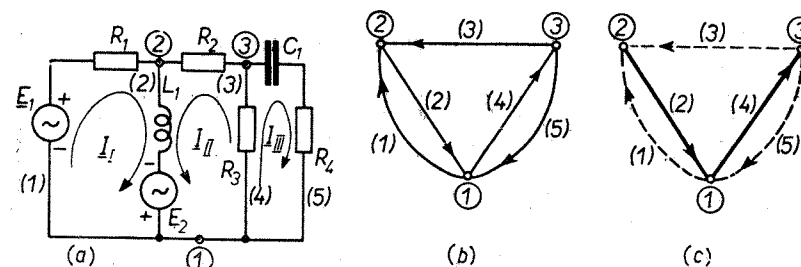


Fig. 7.12. Determinarea numărului de contururi independente: a — rețea liniară; b — graful liniar orientat; c — arborele rețelei.

ale unei rețele; aceste proprietăți sînt invariante la transformări spațiale continue punct cu punct), rețeaua se reprezintă printr-un graf liniar orientat (fig. 7.12, b) nodurile grafului corespunzînd nodurilor rețelei, iar segmentele orientate (ramurile) corespunzînd laturilor rețelei; sensurile segmentelor orientate corespund cu sensul stabilit pentru curenți. *Arborele* rețelei (grafului) cuprinde toate nodurile și un grup de ramuri deschise (care nu conține bucle) ce unesc aceste noduri (fig. 7.12, c); în cazul unei rețele cu n noduri, arborele conține $n-1$ ramuri deschise. Ramurile necuprinse în arbore se numesc *ramuri de conexiune*; în figura 7.12, c, ramurile de conexiune sînt reprezentate prin linii punctate (numărul lor fiind egal, în general, cu $k = l - n + 1$).

Pentru rezolvarea sistemului (7.31) se utilizează metoda determinantilor; astfel, curentul I_j are expresia

$$I_j = \Delta_j / \Delta, \quad (7.33)$$

unde Δ este determinantul sistemului,

$$\Delta = \begin{vmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1k} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ Z_{k1} & Z_{k2} & \dots & Z_{kk} \end{vmatrix}, \quad (7.34)$$

iar Δ_j se obține din Δ prin înlocuirea coloanei j cu termenii liberi

$$\Delta_j = \begin{vmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & E_1 & \dots & Z_{1k} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & & \vdots \\ Z_{k1} & Z_{k2} & \dots & E_k & \dots & Z_{kk} \end{vmatrix}. \quad (7.35)$$

Dezvoltînd determinantul Δ_j după coloana j , expresia (7.33) devine

$$I_j = \frac{\Delta_{1j}}{\Delta} E_1 + \frac{\Delta_{2j}}{\Delta} E_2 + \dots + \frac{\Delta_{ij}}{\Delta} E_i + \dots + \frac{\Delta_{kj}}{\Delta} E_k, \quad (7.36)$$

unde Δ_{ij} reprezintă complementul algebric corespunzător termenului Z_{ij} din Δ , semnul său fiind dat de $(-1)^{i+j}$.

Referindu-ne la exemplul din figura 7.12, a, avem $l = 5$, $n = 3$ și $k = 3$; cele trei ecuații sînt

$$\begin{aligned} I_I Z_{11} + I_{II} Z_{12} + I_{III} Z_{13} &= E_I, \\ I_I Z_{21} + I_{II} Z_{22} + I_{III} Z_{23} &= E_{II}, \\ I_I Z_{31} + I_{II} Z_{32} + I_{III} Z_{33} &= E_{III}, \end{aligned} \quad (7.37)$$

unde impedanțele și tensiunile electromotoare au expresiile

$$\left. \begin{aligned} Z_{11} &= R_1 + j\omega L_1, \quad Z_{22} = R_2 + R_3 + j\omega L_1, \quad Z_{33} = R_3 + R_4 + 1/j\omega C_1; \\ Z_{12} &= Z_{21} = j\omega L_1, \quad Z_{13} = Z_{31} = 0, \quad Z_{23} = Z_{32} = R_3; \\ E_I &= E_1 + E_2, \quad E_{II} = E_2, \quad E_{III} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (7.38)$$

După rezolvarea sistemului, prin aplicarea relației (7.36) se găsesc curenții arbitrari de contur I_I , I_{II} , I_{III} ; curenții din cele 5 laturi ale rețelei sînt: $I_1 = I_I$, $I_2 = I_I + I_{II}$, $I_3 = I_{II}$, $I_4 = I_{II} + I_{III}$, $I_5 = I_{III}$.

Trebuie subliniat că sistemul (7.31) poate fi scris compact sub formă matriceală

$$\|Z\| \cdot \|I\| = \|E\|, \quad (7.39)$$

unde $\|Z\|$ este matricea impedanță, $\|I\|$ este matricea curenților, $\|E\|$ este matricea tensiunilor (matricea excitație); aceste matrici au expresiile

$$\|E\| = \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_k \end{bmatrix}, \quad \|I\| = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_k \end{bmatrix}, \quad \|Z\| = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1k} \\ Z_{21} & Z_{22} & \dots & Z_{2k} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ Z_{k1} & Z_{k2} & \dots & Z_{kk} \end{bmatrix}. \quad (7.40)$$

Soluția ecuației matriceale (7.39) are forma

$$\|I\| = \|Z\|^{-1} \|E\|, \quad (7.41)$$

unde $\|Z\|^{-1}$ este inversa matricei $\|Z\|$.

VII.5. METODA TENSIUNILOR ÎNTRE NODURI

Această metodă se bazează pe prima lege a lui Kirchhoff și pe legea lui Ohm; aplicarea ei este avantajoasă în special cînd $(n-1) < k$, întrucît se micșorează numărul necunoscutelor. Nu se poate utiliza cînd în rețea există ramuri cuplate prin inducții mutuale, deoarece curențul dintr-o ramură depinde nu numai de tensiunea dintre nodurile respective și elementele din ramură (tensiuni electromotoare și impedanțe), ci și de curenții din alte ramuri.

Nodul cu potențialul cel mai scăzut se ia drept referință, potențialul său notîndu-se cu U_0 ; pentru restul de $n-1$ noduri, tensiunile se notează U_{10} , U_{20} , ..., $U_{(n-1)0}$.

Considerăm o rețea oarecare (fig. 7.13, a), din care separăm două noduri i și j (fig. 7.13, b), între care se măsoară tensiunea $U_{ij} = U_{i0} - U_{j0}$; ramura care unește nodurile are impedanța Z_{ij} ; E_{ij} este suma tensiunilor electromotoare care acționează în ramura respectivă. Curențul din ramură are expresia

$$I_{ij} = \frac{E_{ij} + U_{ij}}{Z_{ij}} = Y_{ij}(E_{ij} + U_{ij}). \quad (7.42)$$

Prin convenție, curențul I_{ij} se ia cu semn pozitiv cînd are sensul de la nodul i spre nodul j , deci $I_{ij} = -I_{ji}$; analog, $U_{ij} = -U_{ji}$. Scriem prima lege a lui Kirchhoff pentru toate nodurile în afară de nodul de referință

$$\begin{aligned} I_{12} + I_{13} + \dots + I_{1(n-1)} + I_{10} &= 0, \\ I_{21} + I_{22} + \dots + I_{2(n-1)} + I_{20} &= 0, \\ \vdots \\ I_{(n-1)1} + I_{(n-1)2} + \dots + I_{(n-1)(n-2)} + \\ &+ I_{(n-1)0} = 0. \end{aligned} \quad (7.43)$$

Introducînd expresia (7.42) în ecuațiile (7.43) rezultă

$$\begin{aligned} Y_{12}U_{12} + Y_{13}U_{13} + \dots + Y_{1(n-1)}U_{1(n-1)} + Y_{10}U_{10} &= I_1, \\ Y_{21}U_{21} + Y_{23}U_{23} + \dots + Y_{2(n-1)}U_{2(n-1)} + Y_{20}U_{20} &= I_2, \\ \vdots & \\ Y_{(n-1)1}U_{(n-1)1} + Y_{(n-1)2}U_{(n-1)2} + \dots + Y_{(n-1)(n-2)}U_{(n-1)(n-2)} + \\ &+ Y_{(n-1)0}U_{(n-1)0} = I_{n-1}, \end{aligned} \quad (7.44)$$

unde un curenț I_j avînd expresia

$$I_j = \sum_m E_{jm} Y_{jm} \quad (7.45)$$

reprezintă suma algebrică a produselor dintre tensiunile electromotoare care acționează în ramură și admitanța acestei ramuri; m este numărul ramurilor ce intră în nodul j (fiecare termen se ia cu semnul plus, dacă tensiunea electromotoare din ramură este îndreptată spre nod; în caz contrar, termenul se ia cu semnul minus).

Dacă în ecuațiile sistemului (7.44) se introduce relația $U_{ij} = U_{i0} - U_{j0}$ și se notează

$$Y_{jj} = Y_{j1} + Y_{j2} + \dots + Y_{j(n-1)} + Y_{j0}, \quad (7.46)$$

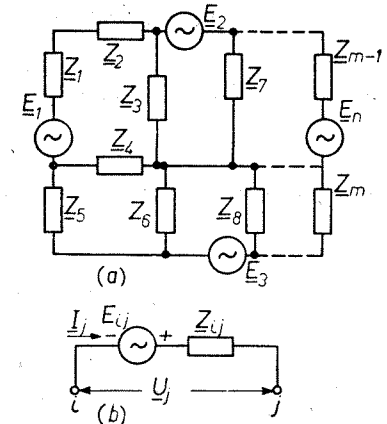


Fig. 7.13. Metoda tensiunilor între noduri:
a - rețea oarecare; b - separarea nodurilor i și j .

unde \underline{Y}_j este suma admitanțelor tuturor ramurilor care pleacă din nodul j , rezultă

$$\begin{aligned} \underline{Y}_{11}\underline{U}_{10} - \underline{Y}_{12}\underline{U}_{20} - \dots - \underline{Y}_{1(n-1)}\underline{U}_{(n-1)0} &= \underline{I}_1, \\ -\underline{Y}_{21}\underline{U}_{10} + \underline{Y}_{22}\underline{U}_{20} - \dots - \underline{Y}_{2(n-1)}\underline{U}_{(n-1)0} &= \underline{I}_2, \\ \vdots \\ -\underline{Y}_{(n-1)1}\underline{U}_{10} - \underline{Y}_{(n-1)2}\underline{U}_{20} - \dots + \underline{Y}_{(n-1)(n-1)}\underline{U}_{(n-1)0} &= \underline{I}_{n-1}. \end{aligned} \quad (7.47)$$

Tensiunile la noduri $\underline{U}_{10}, \underline{U}_{20}, \dots, \underline{U}_{(n-1)0}$ reprezintă soluțiile simultane ale sistemului (7.47); de exemplu, pentru \underline{U}_{j0} avem

$$\underline{U}_{j0} = \Delta_j / \Delta, \quad (7.48)$$

unde Δ este determinantul sistemului

$$\Delta = \begin{vmatrix} \underline{Y}_{11} - \underline{Y}_{12} & \dots & -\underline{Y}_{1(n-1)} \\ -\underline{Y}_{21} & \underline{Y}_{22} & \dots & -\underline{Y}_{2(n-1)} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ -\underline{Y}_{(n-1)1} & -\underline{Y}_{(n-1)2} & \dots & \underline{Y}_{(n-1)(n-1)} \end{vmatrix}, \quad (7.49)$$

iar Δ_j se obține din Δ prin înlocuirea coloanei j cu termenii liberi; expresia (7.48) poate fi pusă sub o formă similară cu (7.36).

Sistemul de ecuații (7.47) se poate scrie sub formă matriceală

$$\| \underline{Y} \| \cdot \| \underline{U} \| = \| \underline{I} \|, \quad (7.50)$$

avînd soluția

$$\| \underline{U} \| = \| \underline{Y} \|^{-1} \| \underline{I} \|, \quad (7.51)$$

unde $\| \underline{Y} \|^{-1}$ este inversa matricei $\| \underline{Y} \|$ numită matricea admitanță.

VII.6. TEOREME DE CALCUL AL CIRCUITELOR (REȚELELOR) ELECTRICE

Este cunoscut că un circuit electric oricît de complicat poate fi calculat fie prin metoda curenților pe ochiuri, fie prin metoda tensiunii între noduri. Adesea însă aplicarea acestor metode generale conduce la calcule laborioase; de aceea au fost elaborate o serie de principii și teoreme care permit găsirea unor rezultate particulare fără rezolvarea totală a sistemelor de ecuații (7.31) sau (7.47).

VII.6.1. Principiul suprapunerii

Acest principiu se verifică numai în cazul circuitelor electrice liniare (între semnalul răspuns și semnalul excitație există o relație liniară) și are următorul enunț: *curentul total \underline{I}_j dintr-o ramură (latură) a unei rețele electrice, rezultat în urma acțiunii tensiunilor electromotoare $\underline{E}_1, \underline{E}_2, \dots, \underline{E}_m$ plasate*

în diferite ramuri ale circuitului, este egal cu suma curenților parțiali din această ramură $\underline{I}_{1j}, \underline{I}_{2j}, \dots, \underline{I}_{mj}$, care se obțin aplicînd consecutiv cîte o singură t.e.m.

Orice circuit în care se verifică principiul suprapunerii este liniar.

Pentru verificarea principiului, ne referim la un circuit simplu (fig. 7.14, a).

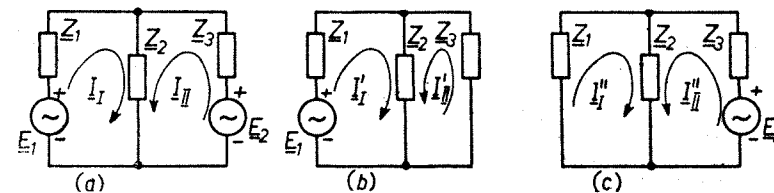


Fig. 7.14. Verificarea principiului suprapunerii:

a - rețeaua de calculat; b - se aplică numai E_1 ; c - se aplică numai E_2 .

a) Considerăm că sînt conectate amîndouă t.e.m., \underline{E}_1 și \underline{E}_2 ; pentru determinarea curenților totali $\underline{I}_1, \underline{I}_2, \underline{I}_3$ din cele trei ramuri aplicăm metoda curenților pe ochiuri. Din figura 7.14, a rezultă

$$\begin{aligned} (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_3) \underline{I}_I + \underline{Z}_3 \underline{I}_{II} &= \underline{E}_1, \\ \underline{Z}_3 \underline{I}_I + (\underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) \underline{I}_{II} &= \underline{E}_2, \end{aligned} \quad (7.52)$$

de unde

$$\begin{aligned} \underline{I}_I &= \frac{\Delta_1}{\Delta} = \frac{\underline{E}_1(\underline{Z}_2 + \underline{Z}_3) - \underline{E}_2 \underline{Z}_3}{\Pi \underline{Z}}, \\ \underline{I}_{II} &= \frac{\Delta_2}{\Delta} = \frac{-\underline{E}_1 \underline{Z}_3 + \underline{E}_2(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_3)}{\Pi \underline{Z}}, \end{aligned} \quad (7.53)$$

iar $\Pi \underline{Z} = \underline{Z}_1 \underline{Z}_2 + \underline{Z}_1 \underline{Z}_3 + \underline{Z}_2 \underline{Z}_3$.

Curenții $\underline{I}_1, \underline{I}_2, \underline{I}_3$ au valorile $\underline{I}_1 = \underline{I}_I, \underline{I}_2 = \underline{I}_{II}$, iar

$$\underline{I}_3 = \underline{I}_I + \underline{I}_{II} = \frac{\underline{E}_1 \underline{Z}_2 + \underline{E}_2 \underline{Z}_1}{\Pi \underline{Z}}. \quad (7.54)$$

b) Aplicăm pe rînd t.e.m. Cînd este aplicată numai \underline{E}_1 (fig. 7.14, b), rezultă

$$\underline{I}'_I = \frac{\underline{E}_1(\underline{Z}_2 + \underline{Z}_3)}{\Pi \underline{Z}}, \quad \underline{I}'_{II} = \frac{-\underline{E}_1 \underline{Z}_3}{\Pi \underline{Z}}. \quad (7.55)$$

Cînd este aplicată numai \underline{E}_2 (fig. 7.14, c) rezultă

$$\underline{I}''_I = \frac{-\underline{E}_2 \underline{Z}_3}{\Pi \underline{Z}}, \quad \underline{I}''_{II} = \frac{\underline{E}_2(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_3)}{\Pi \underline{Z}}. \quad (7.56)$$

Ținînd seama de relațiile

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= \underline{I}'_I, \quad \underline{I}_2 = \underline{I}'_{II}, \quad \underline{I}_3 = \underline{I}'_I + \underline{I}'_{II}; \\ \underline{I}_1 &= \underline{I}''_I, \quad \underline{I}_2 = \underline{I}''_{II}, \quad \underline{I}_3 = \underline{I}''_I + \underline{I}''_{II}, \end{aligned} \quad (7.57)$$

se verifică ușor egalitățile

$$\underline{I}_1 = \underline{I}'_I + \underline{I}''_I, \quad \underline{I}_2 = \underline{I}'_{II} + \underline{I}''_{II}, \quad \underline{I}_3 = \underline{I}'_3 + \underline{I}''_3. \quad (7.58)$$

VII.6.2. Teorema lui Thévenin

Această teoremă, la fel ca și teorema lui Norton, se aplică atunci când într-o rețea complicată interesează determinarea curentului numai printr-o anumită latură. Esența teoremei poate fi enunțată astfel: *curentul I_s printr-o*

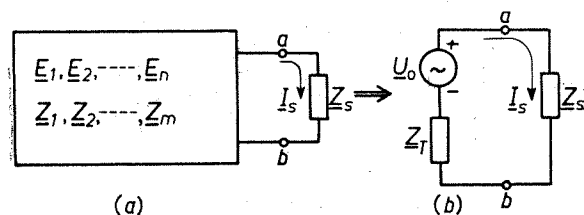


Fig. 7.15. Teorema lui Thévenin: a - rețeaua generală; b - delimitarea generatorului echivalent de tensiune.

impedanță Z_s conectată la o rețea electrică liniară și activă în punctele a, b (fig. 7.15, a), care conține n generatori de tensiune și m impedanțe, rămâne neschimbat dacă rețeaua se înlocuiește printr-un generator ideal de tensiune U_0 în serie cu impedanța Z_T (fig. 7.15, b), unde U_0 reprezintă tensiunea de mers în gol între punctele a, b (Z_s este deconectată), Z_T reprezintă impedanța între punctele a, b când Z_s este deconectată, iar generatorii sînt înlocuiți prin impedanța lor internă (dacă aceste impedanțe sînt egale cu zero, atunci se îndepărtează generatorii, iar bornele respective din rețea se scurtcircuitază). Demonstrația teoremei este dată în [3].

Evident, în rețeaua inițială se pot considera și alte perechi de puncte marcînd o latură în care dorim să determinăm valoarea curentului. Astfel, se poate da un enunț mai general al teoremei: orice rețea electrică liniară și activă conținînd generatori și impedanțe, văzută de la o pereche de puncte alese arbitrar, poate fi înlocuită cu un generator ideal de tensiune în serie cu o impedanță, care se conectează între cele două puncte.

Din figura 7.15, b rezultă

$$I_s = \frac{U_0}{Z_T + Z_s}. \quad (7.59)$$

Pentru verificarea teoremei considerăm circuitul din figura 7.16, a , unde dorim să determinăm curentul numai prin impedanța Z_s ; conform teoremei, porțiunea de rețea de la stînga punctelor a, b se înlocuiește cu un generator ideal de tensiune în serie cu impedanța Z_T (fig. 7.16, b), unde

$$U_0 = \frac{E_1 Z_3}{Z_1 + Z_3}, \quad Z_T = Z_2 + \frac{Z_1 Z_3}{Z_1 + Z_3}. \quad (7.60)$$

Introducînd aceste expresii în (7.59), rezultă

$$I_s = \frac{E_1 Z_3}{\Pi Z + Z_s(Z_1 + Z_3)}, \quad (7.61)$$

unde $\Pi Z = Z_1 Z_2 + Z_1 Z_3 + Z_2 Z_3$.

Aplicînd metoda curenților pe ochiuri, se obține aceeași expresie pentru curentul din latura Z_s .

Remarcă. Generatorul ideal de tensiune U_0 în serie cu impedanța Z_T formează un generator echivalent, fapt pentru care teorema lui Thévenin este

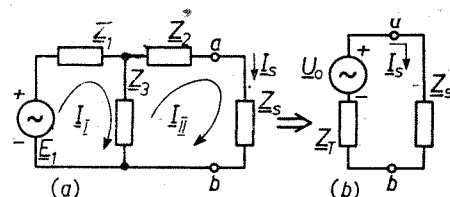


Fig. 7.16. Verificarea teoremei lui Thévenin: a - circuitul inițial; b - circuitul rezultat după aplicarea teoremei.

numită adesea *teorema generatorului echivalent de tensiune*; generatorul ideal se mai numește *generator de tensiune constantă*, deoarece tensiunea la bornele sale rămîne constantă indiferent de sarcina cuplată.

VII.6.3. Teorema lui Norton

Dacă generatorul echivalent de tensiune obținut în cadrul teoremei Thévenin se înlocuiește cu un generator echivalent de curent, rezultă teorema lui Norton care poate fi enunțată astfel: *o rețea electrică liniară și activă conținînd n generatori de tensiune și m impedanțe, la care este conectată între punctele a, b o impedanță Z_s (fig. 7.17, a) poate fi înlocuită cu un generator ideal de curent I_0 în paralel cu admitanța Y_N (fig. 7.17, b), unde I_0 reprezintă curentul de scurt-circuit prin latura ce conține pe Z_s ($Z_s = 0$), iar Y_N este admitanța rețelei măsurată între punctele a, b când Z_s este deconectată, iar generatorii sînt înlocuiți prin impedanțele lor interne.*

Din figura 7.17, b rezultă

$$I_s = I_0 \frac{1/Y_N}{1/Y_N + Z_s}. \quad (7.62)$$

Pentru verificarea teoremei ne referim tot la circuitul din figura 7.16, a , în care rețeaua din partea stîngă a punctelor a, b se înlocuiește cu generator echivalent de curent, identic cu cel din figura 7.17, b , unde

$$I_0 = \frac{E_1 Z_3}{\Pi Z}, \quad Y_N = 1/Z_T = \left(Z_2 + \frac{Z_1 Z_3}{Z_1 + Z_3} \right)^{-1}; \quad (7.63)$$

introducînd aceste valori în (7.62), rezultă o expresie identică cu (7.61), deci teorema este verificată.

Remarcă. Teorema lui Norton este numită adesea *teorema generatorului echivalent de curent*; generatorul ideal se mai numește *generator de curent constant*, deoarece curentul furnizat rămîne constant indiferent de sarcina cuplată.

Din teoremele lui Thévenin și Norton se pot deduce transformările reciproce (*echivalența*) ale generatorilor echivalenți de tensiune și de curent. Într-adevăr, schemele din figurile 7.15, b și 7.17, b sînt echivalente, dacă tensiunile între punctele a, b și curentul care trece prin impedanța de sarcină Z_s au aceeași valoare. Din figura 7.15, b rezultă

$$U = U_0 - I_s Z_T, \quad (7.64)$$

iar din figura 7.17, b

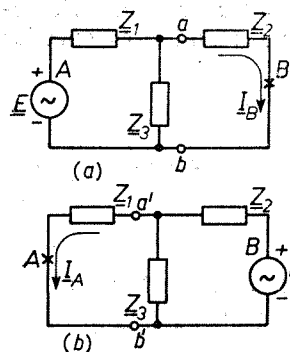
$$U = I_0/Y_N - I_s/Y_N. \quad (7.65)$$

Comparînd ultimele două relații, rezultă condițiile de echivalență

$$U_0 = I_0 Z_T, \quad Z_T Y_N = 1, \quad \text{deci } Z_N = Z_T. \quad (7.66)$$

VII.6.4. Teorema reciprocității

Enunț: dacă generatorul de tensiune E plasat în ramura A a unei rețele electrice produce curentul I într-o altă ramură B , atunci prin transferarea în ramura B a generatorului, în ramura A se va obține același curent I .



Pentru verificarea teoremei, ne referim la circuitul simplu din figura 7.18. Utilizând teorema lui Thévenin, înlocuim porțiunea din stânga punctelor a, b (fig. 7.18, a) printr-un generator echivalent U_0 în serie cu impedanța Z_T și obținem

$$\begin{aligned} U_0 &= \frac{E Z_3}{Z_1 + Z_3}, \quad Z_T = \frac{Z_1 Z_3}{Z_1 + Z_3}, \\ I_B &= \frac{U_0}{Z_T + Z_2} = \frac{E Z_3}{\Pi Z}. \end{aligned} \quad (7.67)$$

Fig. 7.18. Circuit pentru ilustrarea teoremei reciprocității.

Efectuând aceleași calcule pentru circuitul din figura 7.18, b , obținem

$$U_0 = \frac{E Z_3}{Z_2 + Z_3}, \quad Z_T = \frac{Z_2 Z_3}{Z_2 + Z_3}, \quad I_A = \frac{U_0}{Z_T + Z_1} = \frac{E Z_3}{\Pi Z}, \quad (7.68)$$

deci teorema este verificată.

VII.6.5. Teorema transferului maxim de putere

Enunț: considerăm un generator având t.e.m. E și impedanța internă Z_i , la care se conectează prin intermediul unei linii de transmisie un consumator (o sarcină) de impedanță Z_s (fig. 7.19, a); transferul maxim de putere reală de la generator spre consumator are loc când impedanțele Z_s și Z_i sînt conjugate. Curentul care circulă prin impedanța de sarcină Z_s este

$$I = \frac{E}{Z_i + Z_s}. \quad (7.69)$$

Considerînd impedanțele Z_s și Z_i de forma $Z_s = R_s + jX_s$, $Z_i = R_i + jX_i$, puterea reală (activă) în sarcină este

$$\begin{aligned} P &= I^2 R_s = \\ &= R_s \frac{E^2}{(R_s + R_i)^2 + (X_s + X_i)^2}; \end{aligned} \quad (7.70)$$

acționînd asupra reactanțelor, se va obține puterea reală maximă în

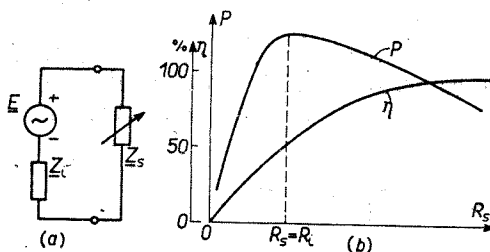


Fig. 7.19. Teorema transferului maxim de putere: a - circuit constituit din generator și consumator; b - variația puterii și randamentului cu rezistența de sarcină.

sarcină cînd $X_s + X_i = 0$, adică atunci cînd reactanțele sînt egale și de semn contrar, $X_s = -X_i$. În acest caz, (7.70) devine

$$P = \frac{R_s E^2}{(R_s + R_i)^2}. \quad (7.71)$$

Presupunînd pe R_s variabil, P va prezenta un nou maxim cînd $dP/dR_s = 0$; efectuînd calculele rezultă

$$\frac{dP}{dR_s} = E^2 \left[\frac{(R_s + R_i)^2 - 2R_s(R_i + R_s)}{(R_s + R_i)^3} \right] = 0, \quad (7.72)$$

de unde

$$R_s = R_i \quad (7.73)$$

și $P_{\max} = E^2/4R_i$; avînd în vedere că pe rezistența internă a generatorului se consumă aceeași putere, rezultă că randamentul este $\eta = 50\%$. Prin urmare, condiția de transfer maxim de putere este

$$\begin{aligned} Z_s &= R_i + jX_i, \\ Z_i &= R_i - jX_i. \end{aligned} \quad (7.74)$$

Relațiile (7.74) exprimă condiția de adaptare pe impedanțe conjugate. În curent continuu rămîn valabile relațiile (7.71), (7.72) și (7.73). Reprezentînd grafic funcția $P = f(R_s)$, se obține un maxim pentru valoarea $R_s = R_i$ (fig. 7.19, b) cînd randamentul $\eta = P/P_T$, unde P_T reprezintă puterea reală totală absorbită de la generator și are valoarea 0,5.

Trebuie subliniat că regimul de transfer maxim de putere nu este convenabil în electroenergetică din cauza pierderilor importante de energie; în electronică și radiocomunicații unde puterea semnalelor este foarte mică și valoarea randamentului nu are importanță practică deosebită, se urmărește realizarea regimului de transfer maxim de putere.

Capitolul VIII

RĂSPUNSUL CIRCUITELOR LA SEMNALE

VIII.1. INTRODUCERE

Semnalele sînt mărimi fizice cu ajutorul cărora se transmit mesaje și care sînt reprezentate prin funcții de timp; semnalele sînt de o varietate tot atît de mare ca și funcțiile matematice care le descriu. Clasele de semnale au fost extinse odată cu dezvoltarea fizicii și a tehnicii de la clasa funcțiilor continue la clasa funcțiilor discontinue și apoi la distribuții, pe măsură ce s-a găsit că aceste funcții pot exprima mai bine desfășurarea fenomenelor fizice, reprezentîndu-le prin modele matematice adecvate.

Există mai multe criterii de clasificare a semnalelor: puterea medie transportată, periodicitatea, spectrul de frecvențe etc. Din punctul de vedere al formei, semnalele pot fi: sinusoidale, periodice oarecare, impulsulare, modulate, semnale aleatoare etc. Cea mai largă clasificare împarte semnalele în: semnale regulate și semnale neregulate (aleatoare) ce caracterizează un proces stocastic. Semnalele reale întîlnite în electronică, radiocomunicații și

conducere de procese au un caracter aleatoriu. Totuși, pentru ușurința studiului, în acest curs se consideră numai semnale regulate care constituie o idealizare a semnalelor reale. Semnalele regulate pot fi împărțite în semnale periodice și semnale neperiodice (impulsulare).

VIII.2. SEMNALE PERIODICE

În cazul semnalelor sinusoidale pure se utilizează reprezentarea exponențială (7.14) sau (7.15).

În cazul semnalelor periodice de formă arbitrară, cea mai importantă problemă este determinarea spectrului de frecvență; pentru aceasta se folosesc seriile Fourier. Presupunând că funcția care descrie semnalul este absolut integrabilă în intervalul $-\pi, +\pi$ ($-T/2, +T/2$), adică satisface condițiile Dirichlet pe acest interval, atunci se poate efectua o dezvoltare în serie Fourier

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n\omega_0 t + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin n\omega_0 t, \quad (8.1)$$

unde $\omega_0 = 2\pi/T = 2\pi f$.

Utilizând formulele lui Euler, expresia (8.1) poate fi pusă sub formă complexă (vezi anexa I)

$$f(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \underline{S}(n) e^{jn\omega_0 t}, \quad (8.2)$$

unde $\underline{S}(n)$ este o mărime complexă pentru orice n și se calculează după formula

$$\underline{S}(n) = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{-jn\omega_0 t} dt. \quad (8.3)$$

În general, $\underline{S}(n)$ este dat de relația

$$\underline{S}(n) = A_n - jB_n, \quad (8.4)$$

unde A_n și B_n sînt coeficienții dezvoltării (8.1) și au expresiile

$$A_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \cos n\omega_0 t dt, \\ B_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \sin n\omega_0 t dt. \quad (8.5)$$

Din relația (8.3) rezultă că un semnal periodic oarecare poate fi echivalat cu o sumă de oscilații sinusoidale de amplitudini și faze bine determinate. Totalitatea acestor oscilații constituie *spectrul de frecvențe* al semnalului dat.

Reprezentarea grafică a spectrului de frecvență (fig. 8.1) constă dintr-o succesiune de segmente, a căror mărime depinde de amplitudinile componentelor, separate prin intervale egale cu pulsația. Pentru caracterizarea

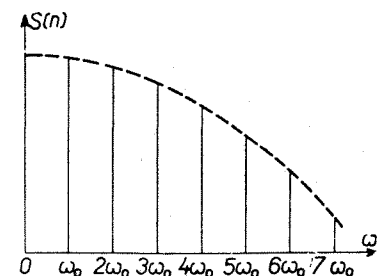


Fig. 8.1. Spectru de frecvențe discret.

completă a semnalului periodic, desenul din figura 8.1 trebuie completat cu un tabel de date referitoare la fazele diferitelor componente. Spectrul din figura 8.1 este un *spectru discret*, spre deosebire de spectrul impulsurilor care este continuu.

În continuare, se dau formulele de dezvoltare (spectrele) ale unor semnale des întâlnite în practică.

a) *Semnale simetrice*. Un semnal este simetric în jurul unei valori c , dacă

$$f(c+t) = f(c-t). \quad (8.6)$$

Dacă se ia drept origine punctul de abscisă c , atunci $f(t) = f(-t)$. În acest caz, din relația (8.1) rămân numai termenii în cosinus

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n\omega_0 t. \quad (8.7)$$

b) *Semnale antisimetrice*. Un semnal este antisimetric în jurul unei valori c , dacă

$$f(c+t) = -f(c-t). \quad (8.8)$$

Luind ca origine punctul de abscisă c , atunci $f(t) = -f(-t)$; un asemenea semnal va conține numai termenii în sinus, deci

$$f(t) = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin n\omega_0 t. \quad (8.9)$$

c) *Semnalul periodic dreptunghiular* (fig. 8.2). Perioada impulsurilor este T , durata lor τ și amplitudinea 1. Calculând coeficienții A_0 , A_n , B_n , rezultă

$$A_0 = \frac{2}{T} \int_0^{\tau} dt = \frac{2\tau}{T}, \quad A_n = \frac{2}{T} \int_0^{\tau} \cos n\omega_0 t dt = \frac{1}{n\pi} \sin n\omega_0 \tau, \quad (8.10)$$

$$B_n = \frac{2}{T} \int_0^{\tau} \sin n\omega_0 t dt = \frac{1}{n\pi} (1 - \cos n\omega_0 \tau).$$

Se poate scrie deci dezvoltarea

$$f(t) = \frac{\tau}{T} + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin n\omega_0 \tau}{n} \cos n\omega_0 t + \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1 - \cos n\omega_0 \tau}{n} \sin n\omega_0 t. \quad (8.11)$$

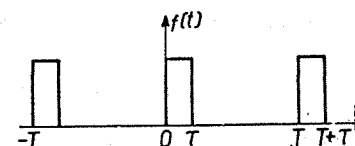


Fig. 8.2. Semnal periodic dreptunghiular.

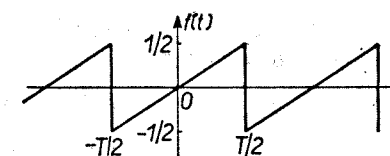


Fig. 8.3. Semnal în dinți de ferăstrău.

d) *Semnal „dinte de ferăstrău“* (fig. 8.3). Presupunând că amplitudinea totală a dintelui este 1, se obține următoarea dezvoltare [4]

$$f(t) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \sin n\omega_0 t. \quad (8.12)$$

VIII.3. SEMNALE DE TIP IMPULS

Semnalele neperiodice sau impulsurile formează o clasă foarte largă de semnale; de fapt, aici pot fi incluse toate fenomenele fizice, avînd în vedere că fenomene periodice, în sensul strict al cuvîntului, nu există în natură. În această clasă pot intra și semnalele considerate periodice cu o perioadă de repetiție suficient de mare în raport cu constanta de timp a circuitului.

Atunci cînd impulsul se aplică unui circuit, apare un răspuns al circuitului, răspuns care dispare cu o anumită întârziere, după anularea impulsului. Dacă intervalul de timp scurs între dispariția unui impuls și apariția impulsului următor este suficient de mare pentru ca răspunsul determinat de impulsul precedent să dispară complet, atunci se poate considera că procesele din circuit sînt determinate pe unul dintre impulsurile care constituie semnalul periodic.

VIII.3.1. Transformata Fourier

Prima problemă care apare în studiul semnalelor impuls este determinarea compoziției spectrale; în acest scop se utilizează integrala Fourier. Atunci cînd perioada semnalului tinde la infinit, $T \rightarrow \infty$, au loc relațiile $n \rightarrow \infty$, $\omega_0 = d\omega \rightarrow 0$ și $n\omega_0 \rightarrow \omega$; în aceste condiții, relația (8.2) devine (vezi anexa I)

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \underline{S}(j\omega) e^{j\omega t} d\omega, \quad (8.13)$$

unde mărimea $\underline{S}(j\omega)$ se numește *transformata Fourier directă* sau *densitatea* (funcția) *spectrală* corespunzătoare semnalului $f(t)$ și are expresia

$$\underline{S}(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (8.14)$$

Funcția $\underline{S}(j\omega)$ este o mărime complexă, avînd modulul $S(\omega)$ și faza ψ , $\underline{S}(j\omega) = S(\omega) e^{j\psi}$. Relația (8.14) se notează prescurtat

$$\underline{S}(j\omega) = \mathcal{F}[f(t)]. \quad (8.15)$$

Relația (8.13) reprezintă integrala Fourier sau *transformata Fourier inversă* și se notează prescurtat

$$f(t) = \mathcal{F}^{-1}[\underline{S}(j\omega)]. \quad (8.16)$$

Relațiile (8.13) și (8.14) definesc transformările Fourier bilaterale. Atunci cînd funcțiile $f(t)$ sînt definite pentru $t \geq 0$, limitele integralelor se iau între 0 și ∞ , rezultînd transformările Fourier unilaterale.

Teoreme ale transformării Fourier. Pentru a deduce spectrul semnalelor și unele proprietăți ale funcției spectrale, sînt utile o serie de teoreme.

a) **Teorema funcțiilor pare și impare.** Funcția spectrală $\underline{S}(j\omega)$ a unei funcții pare este reală și pară, iar funcția spectrală a unei funcții impare este impară și imaginară; teorema rezultă imediat din relația (8.14).

b) **Teorema liniarității.** Dacă un semnal $f(t)$ este de forma

$$f(t) = a_1 f_1(t) + a_2 f_2(t) + \dots + a_n f_n(t) \quad (8.17)$$

și

$$\underline{S}_1(j\omega) = \mathcal{F}[f_1(t)], \quad \underline{S}_2(j\omega) = \mathcal{F}[f_2(t)], \quad \dots, \quad \underline{S}_n(j\omega) = \mathcal{F}[f_n(t)], \quad (8.18)$$

atunci rezultă

$$\underline{S}(j\omega) = \mathcal{F}[f(t)] = a_1 \underline{S}_1(j\omega) + a_2 \underline{S}_2(j\omega) + \dots + a_n \underline{S}_n(j\omega). \quad (8.19)$$

Deci, spectrul unei sume de funcții este egal cu suma spectrelor. Această teoremă ne dă posibilitatea să aflăm spectrul unui semnal complicat care poate fi descompus în semnale mai simple ale căror funcții spectrale sînt cunoscute.

c) **Teorema similitudinii.** Presupunem că funcția $f_\lambda(t)$ se obține din $f(t)$ prin înlocuirea lui t cu λt , adică $f_\lambda(t) = f(\lambda t)$. În acest caz, funcția spectrală are expresia

$$\underline{S}_\lambda(j\omega) = \frac{1}{\lambda} \underline{S}\left(j \frac{\omega}{\lambda}\right). \quad (8.20)$$

Teorema se deduce imediat introducînd pe $f_\lambda(t)$ în (8.14) și făcînd o schimbare de variabilă, $\lambda t = t_1$, $dt = dt_1/\lambda$. Această teoremă arată că modificarea scării timpului conduce la o modificare în același raport a scării frecvențelor; dacă desfășurarea unui fenomen este încetinită de λ ori, în aceeași proporție se reduce și spectrul de frecvențe, deci poate fi redusă banda de trecere a sistemului de transmisie.

d) **Teorema întârzierii.** Dacă semnalul considerat este întârziat față de un semnal a cărui densitate spectrală este cunoscută, se poate scrie

$$f_\tau(t) = f(t - \tau), \quad (8.21)$$

$$\underline{S}_\tau(j\omega) = e^{-j\omega\tau} \underline{S}(j\omega). \quad (8.22)$$

Demonstrația se face înlocuind pe $f(t)$ din (8.14) cu $f(t - \tau)$ și efectuînd o schimbare de variabilă $t - \tau = t_1$.

e) **Teorema deplasării.** Dacă semnalul $f(t)$ este transformat într-un alt semnal conform relației

$$f_1(t) = f(t) e^{j\omega_0 t}, \quad (8.23)$$

atunci funcția spectrală a semnalului $f_1(t)$ este

$$\underline{S}_1(j\omega) = \underline{S}[j(\omega - \omega_0)], \quad (8.24)$$

adică funcțiile spectrale sînt deplasate pe axa frecvențelor cu ω_0 .

VIII.3.2. Spectrele citorva semnale impulsulare

Se vor prezenta cîteva semnale curenî intîlnite în practică și spectrele lor; trebuie precizat că în cazul impulsurilor, spectrul este continuu.

a) *Impuls exponențial* (fig. 8.4, a). Acest impuls este definit prin relațiile

$$f(t) = \begin{cases} E e^{-\alpha t} & \text{pentru } t \in (0, +\infty); \\ 0 & \text{pentru } t \in (-\infty, 0). \end{cases} \quad (8.25)$$

Pentru ca funcția $f(t)$ să fie absolut integrabilă, este necesar ca α să fie pozitiv. Din formula (8.14) rezultă

$$\begin{aligned} \underline{S}(j\omega) &= \int_0^{\infty} E e^{-\alpha t} e^{-j\omega t} dt = \\ &= \frac{E}{\alpha} \frac{1}{1 + j\omega/\alpha}, \end{aligned} \quad (8.26)$$

de unde

$$S(\omega) = \frac{E}{\alpha} \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega/\alpha)^2}}, \quad \psi(\omega) = -\arctg(\omega/\alpha). \quad (8.27)$$

Fig. 8.4. a — Impuls exponențial; b — funcția spectrală.

Funcția spectrală (modulul) este reprezentată în figura 8.4, b.

b) *Impuls exponențial simetric* (fig. 8.5, a). Acest semnal este definit prin relațiile

$$\begin{aligned} f(t) &= E e^{-\alpha t}, \quad t \in (0, +\infty); \\ f(t) &= E e^{\alpha t}, \quad t \in (-\infty, 0). \end{aligned} \quad (8.28)$$

Aplicînd formula (8.14), se obține densitatea spectrală

$$S(\omega) = \frac{2E}{\alpha} \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega/\alpha)^2}}, \quad (8.29)$$

care este reprezentată în figura 8.5, b.

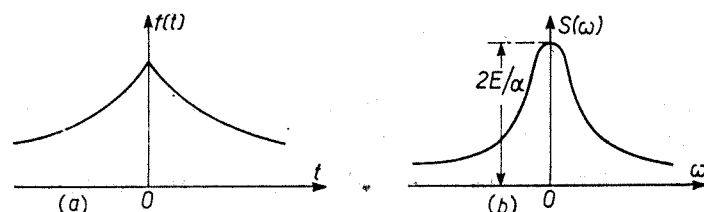


Fig. 8.5. a — Impuls exponențial simetric; b — funcția spectrală.

c) *Impuls treaptă unitate* $\sigma(t)$ (fig. 8.6, a) (*funcția Heaviside* sau *funcția treaptă*). Este definit de relațiile:

$$\left. \begin{aligned} \sigma(t) &= 1, & 0 < t < \infty; \\ \sigma(t) &= 1/2, & t = 0; \\ \sigma(t) &= 0, & -\infty < t < 0. \end{aligned} \right\} \quad (8.30)$$

Prin urmare, impulsul treaptă este definit printr-o funcție care nu este absolut integrabilă, deci nu este asigurată convergența monotonă a integralei (8.14). Pentru a asigura convergența, vom considera impulsul treaptă unitate

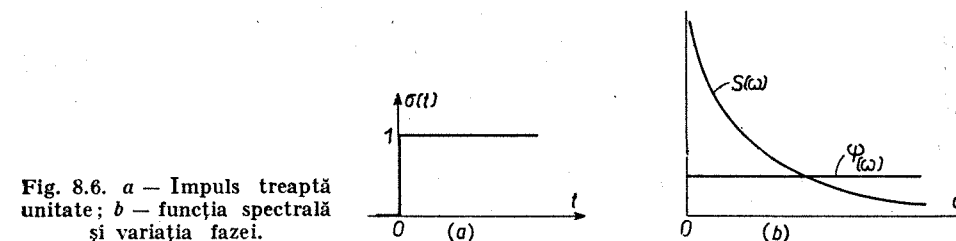


Fig. 8.6. a — Impuls treaptă unitate; b — funcția spectrală și variația fazei.

ca un caz limită al impulsului exponențial în care $E = 1$ și $\alpha \rightarrow 0$. Funcția spectrală va fi (ținînd seama de 8.26)

$$\underline{S}(j\omega) = \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{1}{\alpha + j\omega} = \frac{1}{j\omega}, \quad (8.31)$$

de unde rezultă $\underline{S}(\omega) = 1/\omega$ și $\psi(\omega) = \pi/2$ care sînt reprezentate în figura 8.6, b.

d) *Impuls dreptunghiular* (fig. 8.7, a). Considerăm că impulsul dreptunghiular este suma algebrică a două impulsuri treaptă de amplitudine A care sînt deplasate în timp cu mărimea τ_i (fig. 8.7, b). Calculul funcției spectrale se face utilizînd formula spectrului pentru impulsul unitar și teorema întîrzierii; avem

$$\underline{S}_1(j\omega) = \frac{A}{j\omega}, \quad \underline{S}_2(j\omega) = \frac{A}{j\omega} e^{-j\omega\tau_i}, \quad \underline{S}(j\omega) = \underline{S}_1(j\omega) - \underline{S}_2(j\omega) = \frac{A}{j\omega} (1 - e^{-j\omega\tau_i}). \quad (8.32)$$

Modulul funcției spectrale este

$$S(\omega) = \frac{A}{\omega} \sqrt{(1 - \cos \omega\tau_i)^2 + \sin^2 \omega\tau_i} = \left| \frac{2A}{\omega} \sin \frac{\omega\tau_i}{2} \right| \quad (8.33)$$

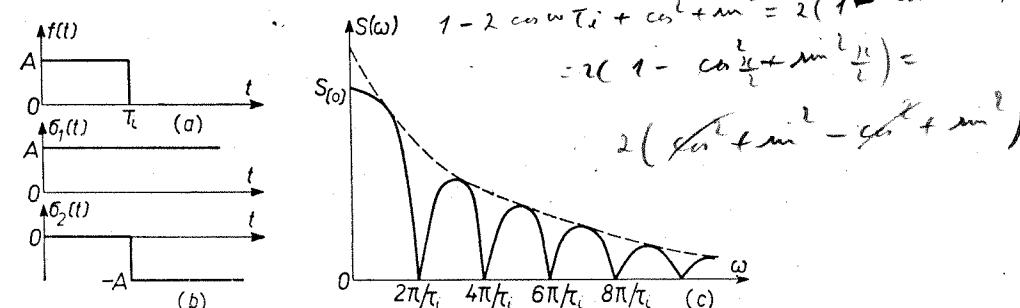


Fig. 8.7. a — Impuls dreptunghiular; b — modul de obținere; c — funcția spectrală.

fiind reprezentată în figura 8.7, c; valoarea $S(0)$ se calculează din relația

$$S(0) = \lim_{\omega \rightarrow 0} S(\omega) = \lim_{\omega \rightarrow 0} \tau_i A \frac{\sin(\omega\tau_i/2)}{\omega\tau_i/2} = \tau_i A. \quad (8.34)$$

Observăm că $S(\omega)$ se anulează pentru $\omega = 2\pi/\tau_i, 4\pi/\tau_i, 6\pi/\tau_i, \dots$

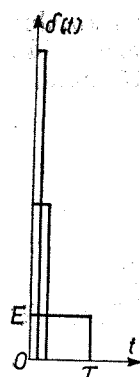


Fig. 8.8. Funcția impuls unitate (Dirac).

e) *Funcția impuls unitate $\delta(t)$ (funcția Dirac).* Funcția $\delta(t)$ se definește prin relațiile următoare

$$\left. \begin{aligned} \delta(t) &= 0, & t &\neq 0; \\ \delta(t) &= \infty, & t &= 0; \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t) dt &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (8.35)$$

Impulsul unitate $\delta(t)$ poate fi considerat ca un impuls dreptunghiular, la care durata τ_i tinde către zero, dar a cărei suprafață rămâne constantă (fig. 8.8) și egală cu 1, $E\tau_i = 1$. Suprafața impulsului rămâne constantă atunci când amplitudinea sa este $1/\tau_i$ ($E\tau_i = (1/\tau_i)\tau_i = 1$). Expresia funcției spectrale poate fi scrisă prin analogie cu (8.32)

$$\underline{S}(j\omega) = \lim_{\tau_i \rightarrow 0} \frac{1 - e^{-j\omega\tau_i}}{j\omega\tau_i} = 1, \quad (8.36)$$

prin urmare se poate scrie

$$\mathcal{F}[\delta(t)] = 1. \quad (8.37)$$

Întrucît funcția spectrală nu depinde de frecvență, $\delta(t)$ are caracterul unei distribuții.

VIII.4. TRANSFORMATĂ LAPLACE

VIII.4.1. Formule pentru transformările Laplace

Pentru aflarea răspunsului în domeniul timp a circuitelor electrice la semnale oarecare, se utilizează de obicei transformatele Laplace, directă și inversă; aceste transformate stau la baza metodei operaționale de calcul a circuitelor.

Transformările Fourier și Laplace se folosesc de regulă pentru aflarea răspunsului circuitelor în regim tranzitoriu, adică la semnale impuls. În timp ce transformarea Fourier urmărește determinarea spectrului de frecvențe a răspunsului, transformarea Laplace urmărește determinarea variației în timp a răspunsului. Totodată, transformările Fourier și Laplace se pot utiliza pentru determinarea răspunsului circuitelor în regim cvasistacionar (permanent).

Transformata Laplace directă reprezintă o transformare din spațiul funcțiilor de timp $f(t)$ în spațiul funcțiilor de variabilă complexă $F(s)$, unde

$s = \sigma + j\omega$. Presupunînd că funcția $f(t)$ este absolut integrabilă, transformata Laplace directă bilaterală se definește prin relația (vezi anexa I)

$$F(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-st} dt, \quad (8.38)$$

unde $F(s)$ se numește *transformata Laplace directă* și reprezintă *imaginea* funcției originale $f(t)$. Relația (8.38) se scrie prescurtat

$$F(s) = \mathcal{L}[f(t)] \quad (8.39)$$

În cazul cînd $f(t)$ este definită numai pentru $t \geq 0$, relația (8.38) devine

$$F(s) = \int_0^{+\infty} f(t) e^{-st} dt \quad (8.40)$$

și reprezintă transformata Laplace directă unilaterală.

Transformata Laplace inversă reprezintă o transformare din spațiul funcțiilor complexe $F(s)$ în spațiul funcțiilor de timp; această transformare se definește prin relația

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} F(s) e^{st} ds \quad (8.41)$$

a cărei notație prescurtată este

$$f(t) = \mathcal{L}^{-1}[F(s)], \quad (8.42)$$

unde $f(t)$ se numește *transformata Laplace inversă* și reprezintă *originalul* corespunzător imaginii $F(s)$.

Trebuie observat că integrala (8.13) se calculează de-a lungul axei imaginare, în timp ce integrala (8.41) se calculează pe o dreaptă din planul complex, depărtată de origine cu distanța $\sigma > 0$. În practică, se obișnuiește ca pentru σ să fie luată o astfel de valoare, încît toate singularitățile (polii) funcției $f(s) = F(s)e^{st}$ (care de regulă se dă sub forma $f(s) = P(s)/Q(s)$) să se găsească la stînga dreptei D (fig. 8.9). Ducem un cerc avînd centrul în origine, cu raza $R \rightarrow \infty$, pentru a completa conturul $ABCD$; conform lemei lui Jordan

$$\lim_{R \rightarrow \infty} \int_{ABC} F(s) e^{st} ds \rightarrow 0, \quad (8.43)$$

relație care este adevărată cînd

$$\lim_{s \rightarrow \infty} |F(s)| = 0, \quad \text{Re}[st] < 0. \quad (8.44)$$

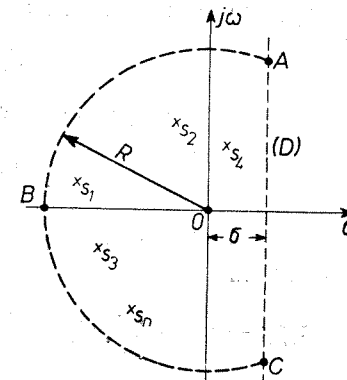


Fig. 8.9. Definirea integralei pentru calculul funcției originale.

Conform teoremei lui Cauchy, integrala pe conturul închis $ABCA$ este egală cu suma reziduurilor în polii cuprinși în acest contur,

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} F(s) e^{st} ds = \frac{1}{2\pi j} \int_{ABCA} F(s) e^{st} ds = \sum_{k=1}^n \text{res } f(s_k). \quad (8.45)$$

Această formulă suferă unele transformări când avem poli în origine sau poli multipli; polii funcției $f(s)$ se obțin din ecuația $Q(s) = 0$. Pentru un pol s_k , reziduul are expresia

$$\text{res } f(s_k) = \frac{P(s_k)}{Q'(s_k)}. \quad (8.46)$$

VIII.4.2. Teoreme ale transformării Laplace

a) *Teorema liniarității*. Dacă funcția $f(t)$ este dată de

$$f(t) = a_1 f_1(t) + a_2 f_2(t) \quad (8.47)$$

și $f_1(t)$, $f_2(t)$ au imaginile, $F_1(s) = \mathcal{L}[f_1(t)]$, $F_2(s) = \mathcal{L}[f_2(t)]$, atunci

$$F(s) = \mathcal{L}[f(t)] = a_1 F_1(s) + a_2 F_2(s) \quad (8.48)$$

pentru orice constante a_1 , a_2 (inclusiv complexe).

b) *Teorema similitudinii* sau a schimbării de scară. Considerăm că funcția $f(t)$ are imaginea $F(s) = \mathcal{L}[f(t)]$; pentru orice $\lambda > 0$, avem

$$\mathcal{L}[f(\lambda t)] = \frac{1}{\lambda} F(s/\lambda), \quad (8.49)$$

relație care se verifică punând în (8.38), $\lambda t = t_1$, $dt = dt_1/\lambda$.

c) *Teorema întârzierii*. Presupunem că $f(t)$ are imagine, adică $\mathcal{L}[f(t)] = F(s)$; deplasarea originalului pe axa timpului cu τ (întârziere în domeniul real) corespunde înmulțirii imaginii cu exponențiala $e^{-s\tau}$ în domeniul complex

$$\mathcal{L}[f(t - \tau)] = e^{-s\tau} F(s). \quad (8.50)$$

Pentru demonstrație, ne referim la relația (8.39); avem

$$\mathcal{L}[f(t - \tau)] = \int_{\tau}^{\infty} f(t - \tau) e^{-st} dt. \quad (8.51)$$

Facem schimbarea de variabilă $t - \tau = t_1$ ($t = t_1 + \tau$), $dt = dt_1$ și obținem

$$\mathcal{L}[f(t - \tau)] = \int_0^{\infty} f(t_1) e^{-s(t_1 + \tau)} dt_1 = e^{-s\tau} \int_0^{\infty} f(t_1) e^{-st_1} dt_1 = e^{-s\tau} F(s). \quad (8.52)$$

d) *Teorema deplasării imaginii* (în domeniul complex). Pentru orice s_0 complex, $s_0 = \sigma_0 + j\omega$ cu $\sigma_0 \geq 0$, avem

$$\mathcal{L}^{-1}[F(s - s_0)] = e^{s_0 t} f(t). \quad (8.53)$$

Intr-adevăr,

$$\mathcal{L}[e^{s_0 t} f(t)] = \int_0^{\infty} e^{s_0 t} f(t) e^{-st} dt = \int_0^{\infty} f(t) e^{-(s-s_0)t} dt = F(s - s_0). \quad (8.54)$$

e) *Teorema derivării originalului*. Dacă $f(t)$ și $f'(t)$ sînt originale și $\mathcal{L}[f(t)] = F(s)$, atunci

$$\mathcal{L}[f'(t)] = sF(s) - f(0_+), \quad (8.55)$$

unde $f(0_+)$ este valoarea inițială a funcției $f(t)$ când $t \rightarrow 0$ dinspre dreapta

$$f(0_+) = \lim_{t \rightarrow 0+} f(t). \quad (8.56)$$

Pentru verificare, facem apel la formula (8.38)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}[f'(t)] &= \int_0^{\infty} f'(t) e^{-st} dt = \int_0^{\infty} e^{-st} df(t) = f(t) e^{-st} \Big|_0^{\infty} - \int_0^{\infty} f(t) de^{-st} = \\ &= 0 - f(0_+) - (-s) \int_0^{\infty} f(t) e^{-st} dt = sF(s) - f(0_+). \end{aligned} \quad (8.57)$$

În cazul derivatei de ordin n a funcției original, avem

$$\mathcal{L}[f^{(n)}(t)] = s^n F(s) - \sum_{k=1}^n s^{n-k} f^{(k-1)}(0_+). \quad (8.58)$$

f) *Teorema derivării imaginii*. Diferențierea imaginii este echivalentă cu înmulțirea originalului cu $-t$

$$\mathcal{L}^{-1}[F'(s)] = -tf(t) \quad (8.59)$$

sau, în general,

$$\mathcal{L}^{-1}[F^{(n)}(s)] = (-1)^n t^n f(t). \quad (8.60)$$

g) *Teorema integrării originalului*. Integrarea originalului este echivalentă cu împărțirea imaginii cu s

$$\mathcal{L}\left[\int_0^t f(t) dt\right] = \frac{F(s)}{s}. \quad (8.61)$$

Dacă $f(t)$ este un original, atunci și $g(t) = \int_0^t f(t) dt$ este de asemenea un original; astfel putem scrie

$$\mathcal{L}[g(t)] = \mathcal{L}\left[\int_0^t f(t) dt\right] = G(s) \quad (8.62)$$

și întrucît $f(t) = g'(t)$,

$$\mathcal{L}[f(t)] = F(s) = \mathcal{L}[g'(t)] = sG(s), \quad (8.63)$$

de unde $G(s) = F(s)/s$.

h) *Valori inițiale și finale*. Referitor la valoarea inițială a funcției original, se verifică următoarea relație

$$\lim_{t \rightarrow 0+} f(t) = \lim_{s \rightarrow \infty} sF(s). \quad (8.64)$$

Efectuăm trecerile la limită în relația (8.55)

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \int_0^{\infty} f'(t) e^{-st} dt = \lim_{s \rightarrow \infty} sF(s) - \lim_{t \rightarrow 0+} f(t); \quad (8.65)$$

membrul stîng tinde la zero cînd s tinde la infinit, rezultînd astfel relația (8.64).

Pentru obținerea valorii finale a funcției original, efectuăm trecerile la limită în relația (8.55)

$$\lim_{s \rightarrow 0} [sF(s) - f(0_+)] = \lim_{s \rightarrow 0} \int_0^{\infty} f'(t) e^{-st} dt \quad (8.66)$$

și având în vedere că $e^{-st} \rightarrow 1$ când $s \rightarrow 0$, putem scrie

$$\lim_{s \rightarrow 0} sF(s) - f(0_+) = \lim_{t \rightarrow \infty} \int_0^t f'(t) dt = \lim_{t \rightarrow \infty} f(t) - f(0_+). \quad (8.67)$$

În final rezultă

$$\lim_{t \rightarrow \infty} f(t) = \lim_{s \rightarrow 0} sF(s). \quad (8.68)$$

VIII.4.3. Imaginile citorva funcții des întâlnite

a) *Impuls treaptă unitate* $\sigma(t)$ definit prin relațiile (8.30)

$$\mathcal{L}[\sigma(t)] = \mathcal{L}[1(t)] = \int_0^{\infty} 1(t) e^{-st} dt = \frac{1}{s}. \quad (8.69)$$

b) *Impuls dreptunghiular de durată* τ_i . Presupunând amplitudinea egală cu 1, impulsul poate fi considerat ca rezultatul scăderii a două impulsuri treaptă unitate, întârziate unul față de altul cu τ_i , $f(t) = \sigma(t) - \sigma(t - \tau_i)$. Ținând seama de teorema întârzierii, obținem

$$\mathcal{L}[f(t)] = \mathcal{L}[\sigma(t) - \sigma(t - \tau_i)] = \frac{1}{s} (1 - e^{-s\tau_i}). \quad (8.70)$$

c) *Funcția impuls unitate* $\delta(t)$. Putem considera că impulsul unitate $\delta(t)$ este limita către care tinde un impuls dreptunghiular când $t \rightarrow 0$; în aceste condiții putem folosi relația (8.64)

$$\delta(t) = \lim_{t \rightarrow 0} f(t) = \lim_{s \rightarrow \infty} sF(s) = \lim_{s \rightarrow \infty} s \left(\frac{1 - e^{-s\tau_i}}{s} \right) = 1. \quad (8.71)$$

d) *Funcția exponențială* $e^{-\alpha t}$. Prin înlocuiri directe în (8.40), obținem

$$\mathcal{L}[e^{-\alpha t}] = \int_0^{\infty} e^{-(\alpha+s)t} dt = \frac{1}{\alpha + s}. \quad (8.72)$$

În mod analog, pentru exponențiala $e^{\alpha t}$ se va obține

$$\mathcal{L}[e^{\alpha t}] = \frac{1}{s - \alpha}. \quad (8.73)$$

c) *Funcțiile trigonometrice* $\sin \omega t$ și $\cos \omega t$. Utilizând formula lui Euler, putem scrie pentru $\sin \omega t$

$$\mathcal{L}[\sin \omega t] = \mathcal{L} \left[\frac{e^{j\omega t} - e^{-j\omega t}}{2j} \right] = \frac{1}{2j} \left(\frac{1}{s - j\omega} - \frac{1}{s + j\omega} \right) = \frac{\omega}{s^2 + \omega^2}. \quad (8.74)$$

Analog, pentru $\cos \omega t$ se obține

$$\mathcal{L}[\cos \omega t] = \frac{s}{s^2 + \omega^2}, \quad (8.75)$$

VIII.5. DETERMINAREA RĂSPUNSULUI CIRCUITELOR PRIN METODA ARMONICĂ (SPECTRALĂ)

Ne referim la circuite liniare și invariante în timp. Metoda se bazează pe descompunerea semnalului de intrare $f_1(t)$ în componente armonice, deducerea răspunsului pentru fiecare componentă în parte și aflarea semnalului la ieșire $f_2(t)$ prin însumarea răspunsurilor tuturor componentelor. Se presupune că funcțiile $f_1(t)$ și $f_2(t)$ satisfac condițiile de convergență monotonă ale seriei și integralei Fourier.

Considerând că coeficientul de transfer al sistemului este $\underline{K}(j\omega)$, între amplitudinile complexe (funcțiile spectrale) $\underline{S}_2(j\omega)$ și $\underline{S}_1(j\omega)$ ale componentelor armonice de frecvență ω de la ieșire și intrare avem relația

$$\underline{S}_2(j\omega) = \underline{K}(j\omega) \underline{S}_1(j\omega). \quad (8.76)$$

În cazul unui semnal periodic aplicat la intrare se scrie

$$f_1(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \underline{S}_1(jn\omega_0) e^{jn\omega_0 t}, \quad (8.77)$$

iar

$$f_2(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \underline{S}_2(jn\omega_0) e^{jn\omega_0 t} = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \underline{K}(jn\omega_0) \underline{S}_1(jn\omega_0) e^{jn\omega_0 t}. \quad (8.78)$$

Coeficientul de transfer al sistemului poate fi: impedanță de transfer, când $f_1(t)$ este un semnal de curent, iar $f_2(t)$ este un semnal de tensiune; admitanță de transfer, când $f_1(t)$ este un semnal de tensiune, iar $f_2(t)$ este un semnal de curent; coeficient de transfer în tensiune, când $f_1(t)$ și $f_2(t)$ sînt semnale de tensiune; coeficient de transfer în curent, când $f_1(t)$ și $f_2(t)$ sînt semnale de curent. Dacă semnalele sînt sinusoidale pure, în relațiile (8.77), (8.78) punem $n = 1$; reprezentînd semnalele prin forma lor exponențială, se ajunge la metoda fazorială.

În cazul semnalului de intrare $f_1(t)$ de tip impuls se scrie

$$\underline{S}_1(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) e^{-j\omega t} dt, \quad (8.79)$$

iar în baza relației (8.76), se găsește funcția spectrală a semnalului de ieșire; expresia analitică a semnalului de ieșire este

$$f_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{S}_2(j\omega) e^{j\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{K}(j\omega) \underline{S}_1(j\omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (8.80)$$

În vecinătatea valorilor lui ω care reprezintă singularități ale funcțiilor $\underline{S}_1(j\omega)$ și $\underline{S}_2(j\omega)$, integralele sînt luate în sensul valorii principale (V. P.). Trebuie precizat că integralele de tipul (8.80) se calculează foarte greu și, de obicei, sîntem obligați să ne rezumăm la soluții aproximative. De regulă, metoda armonică servește pentru găsirea compoziției spectrale a semnalului de ieșire.

Ne oprim asupra câtorva cazuri particulare.

a) *Semnal impuls unitate* $\delta(t)$. Când la intrarea circuitului se aplică semnalul $\delta(t)$, răspunsul se notează cu $h(t)$ și se numește *funcție pondere* a circuitului, avînd transformata Fourier

$$\mathcal{F}[h(t)] = \underline{H}(j\omega). \quad (8.81)$$

În general

$$\mathcal{F}[f_2(t)] = \underline{H}(j\omega) \mathcal{F}[f_1(t)]. \quad (8.82)$$

b) *Semnalul treaptă unitate* $\sigma(t)$. Când la intrarea circuitului se aplică semnalul $\sigma(t)$, răspunsul se notează cu $g(t)$ și se numește *funcție indicială* a circuitului avînd transformata Fourier

$$\mathcal{F}[g(t)] = \underline{G}(j\omega). \quad (8.83)$$

VIII.6. DETERMINAREA RĂSPUNSULUI CIRCUITELOR PRIN METODA OPERAȚIONALĂ

VIII.6.1. Etapele metodei operaționale

Metoda operațională de aflare a răspunsului circuitelor electrice are următoarele etape:

— se găsește imaginea funcției care descrie semnalul de intrare, utilizînd transformata Laplace directă

$$F_1(s) = \mathcal{L}[f_1(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} f_1(t) e^{-st} dt; \quad (8.84)$$

— se determină funcția de transfer a circuitului (sistemului) sub formă operațională $K(s)$;

— se găsește imaginea corespunzătoare semnalului de ieșire aplicînd relația

$$F_2(s) = K(s)F_1(s); \quad (8.85)$$

— se găsește originalul funcției $F_2(s)$ (care constituie soluția problemei)

$$f_2(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma-j\infty}^{\sigma+j\infty} F_2(s) e^{st} ds. \quad (8.86)$$

Avînd în vedere că în majoritatea cazurilor $f_1(t)$ este definită pentru $t \geq 0$, relația (8.84) se scrie

$$F_1(s) = \int_0^{\infty} f_1(t) e^{-st} dt, \quad (8.87)$$

care reprezintă transformata Laplace directă unilaterală.

Prin urmare, în cadrul metodei operaționale se urmărește găsirea răspunsului unui circuit în domeniul timp, deoarece semnalul de ieșire este adus la forma unei funcții de timp. Această metodă are o sferă largă de aplicabilitate atît în cazul regimului permanent, cît și în cazul regimurilor tranzitorii.

Avantajele metodei operaționale ies în evidență în special cînd se studiază procesele tranzitorii; totodată sînt luate în considerație diferitele condiții

inițiale, în mod direct prin utilizarea teoremelor cu privire la derivarea și integrarea originalelor.

Aplicarea metodei operaționale pentru aflarea răspunsului circuitelor electrice constă de fapt în rezolvarea ecuațiilor integrodiferențiale rezultate din metoda curenților pe ochiuri sau a tensiunii între noduri, prin aplicarea transformărilor Laplace directe și inverse.

În scopul precizării unor particularități ale metodei operaționale, vom trata un exemplu simplu, anume aflarea curentului (răspunsului) din circuitul RLC serie (fig. 8.10) atunci cînd la intrare se aplică semnalul $u_1(t)$. Ecuația circuitului este

$$u_R(t) + u_L(t) + u_C(t) = u_1(t) \quad (8.88)$$

sau explicitat

$$Ri + L \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} \int_0^t i dt = u_1(t), \quad (8.89)$$

în care presupunem condițiile inițiale generale $i(0_+) = i_0$, $i^{(-1)}(0_+) = q_0$, unde i_0 este curentul inițial din circuit la $t = 0$, iar q_0 este sarcina inițială pe capacitor.

Aplicăm transformata Laplace directă ecuației (8.89); știind că $\mathcal{L}[i(t)] = I(s)$, $\mathcal{L}[u_1(t)] = U_1(s)$ și ținînd seama de teoremele derivării și integrării originalului

$$\mathcal{L}\left[\frac{di}{dt}\right] = sI(s) - i(0_+) = sI(s) - i_0, \quad (8.90)$$

$$\mathcal{L}\left[\int_0^t i dt\right] = \frac{1}{s} [I(s) + i^{(-1)}(0_+)] = \frac{1}{s} [I(s) + q_0], \quad (8.91)$$

rezultă

$$RI(s) + L[sI(s) - i_0] + \frac{1}{sC} [I(s) + q_0] = U_1(s), \quad (8.92)$$

de unde

$$I(s) = \frac{U_1(s) + Li_0 - q_0/sC}{R + sL + 1/sC}. \quad (8.93)$$

Considerînd condiții inițiale zero, $i_0 = 0$, $q_0 = 0$, ultima relație se pune sub forma

$$I(s) = \frac{U_1(s)}{Z(s)}, \quad (8.94)$$

care reprezintă legea lui Ohm sub formă operațională; mărimea

$$Z(s) = R + sL + 1/sC \quad (8.95)$$

se numește *funcția impedanță* a circuitului din figura 8.10 sau *impedanța generalizată*.

Răspunsul circuitului, adică expresia curentului, se obține din relația

$$i(t) = \mathcal{L}^{-1}[I(s)]. \quad (8.96)$$

Din exemplul prezentat se poate pune în evidență încă un avantaj important al metodei operaționale: prin utilizarea transformărilor Laplace, o ecuație diferențială de ordin n (în cazul nostru, ecuația diferențială (8.89) este de ordin 2) în raport cu originalul se reduce la o ecuație de gradul I în raport cu imaginea funcției necunoscute.

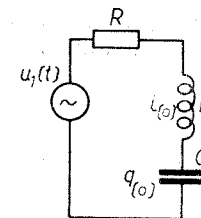


Fig. 8.10. Calculul circuitului RLC serie prin metoda operațională.

VIII.6.2. Exemple

a) *Circuit RLC serie având drept excitație semnalul treaptă unitate de tensiune $\sigma(t)$.* Considerăm un circuit RLC serie cu condiții inițiale zero, care este excitat cu semnalul treaptă unitate (fig. 8.11, a) și dorim să aflăm variația tensiunii la bornele capacitorului C. Ecuația integrodiferențială a circuitului este

$$Ri(t) + L \frac{di(t)}{dt} + \frac{1}{C} \int_0^t i(t) dt = u_1(t) = \sigma(t). \quad (8.97)$$

Aplicăm transformata Laplace directă și scoatem valoarea curentului; rezultă

$$I(s) = \frac{1/s}{R + sL + 1/sC}. \quad (8.98)$$

Având în vedere că $U_2(s) = I(s)/sC$, rezultă

$$U_2(s) = \frac{1}{LC} \frac{1}{s(s^2 + sR/L + 1/LC)} = \frac{\omega_0^2}{s(s^2 + 2\alpha s + \omega_0^2)}, \quad (8.99)$$

unde s-a notat $\omega_0^2 = 1/LC$, $\alpha = R/2L$.

Pentru aflarea originalului tensiunii $U_2(s)$, se aplică teorema reziduurilor

$$u_2(t) = \sum_{k=1}^3 \text{res } f(s_k), \quad (8.100)$$

unde

$$f(s) = U_2(s) e^{st} = \frac{\omega_0^2 e^{st}}{s(s^2 + 2\alpha s + \omega_0^2)} = \frac{P(s)}{Q(s)}. \quad (8.101)$$

Soluțiile ecuației $Q(s) = 0$ sînt: $s_1 = 0$, $s_{2,3} = -\alpha \pm j\omega$, $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$, iar $Q'(s) = 3s^2 + 4\alpha s + \omega_0^2$.

Știind că

$$\text{res } f(s_k) = P(s_k)/Q'(s_k), \quad (8.102)$$

rezultă

$$u_2(t) = 1 - e^{-\alpha t} \left(\frac{\alpha}{\omega} \sin \omega t + \cos \omega t \right); \quad (8.103)$$

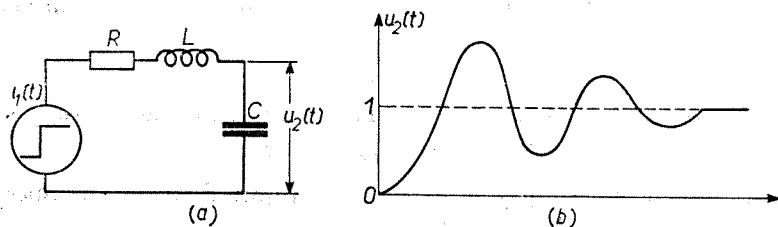


Fig. 8.11. a - Semnalul treaptă unitate de tensiune; b - răspunsul circuitului RLC.

în cazul cînd $\alpha \ll \omega$, dispare termenul în sinus și tensiunea $u_2(t)$ are forma arătată în figura 8.11, b.

b) *Circuit RLC paralel excitat cu semnal treaptă unitate de curent $\sigma(t)$.* Considerăm circuitul RLC paralel cu condiții inițiale zero, excitat cu semnalul treaptă unitate (de curent) $\sigma(t)$ (fig. 8.12, a) și dorim să aflăm

variația tensiunii $u_2(t)$ la bornele circuitului. Ecuația integrodiferențială a circuitului este

$$Gu_2(t) + C \frac{du_2(t)}{dt} + \frac{1}{L} \int_0^t u_2(t) dt = i_1(t). \quad (8.104)$$

Aplicăm transformata Laplace directă; știind că $\mathcal{L}[u_2(t)] = U_2(s)$, $\mathcal{L}[i_1(t)] = I_1(s) = 1/s$ și ținînd cont de teoremele cu privire la derivarea și integrarea originalului, rezultă

$$GU_2(s) + sCU_2(s) + (1/sL)U_2(s) = I_1(s), \quad (8.105)$$

de unde

$$U_2(s) = \frac{I_1(s)}{G + sC + 1/sL} = \frac{I_1(s)}{Y(s)}; \quad (8.106)$$

mărimea

$$Y(s) = G + sC + 1/sL \quad (8.107)$$

se numește *funcția admitanță* a circuitului din figura 8.12, a sau *admitanța generalizată*.

Ținînd cont că $I_1(s) = 1/s$, relația (8.106) devine

$$U_2(s) = \frac{1}{s(G + sC + 1/sL)} = \frac{1}{C} \frac{1}{s^2 + 2\alpha s + \omega^2}, \quad (8.108)$$

unde s-a notat $\omega_0^2 = 1/LC$, $\alpha = 1/2RC$.

Pentru aflarea răspunsului $u_2(t) = \mathcal{L}^{-1}[U_2(s)]$, se aplică metoda reziduurilor

$$u_2(t) = \sum_{k=1}^2 \text{res } f(s_k), \quad (8.109)$$

unde

$$f(s) = U_2(s) e^{st} = \frac{1}{C} \frac{e^{st}}{s^2 + 2\alpha s + \omega_0^2} = \frac{P(s)}{Q(s)}. \quad (8.110)$$

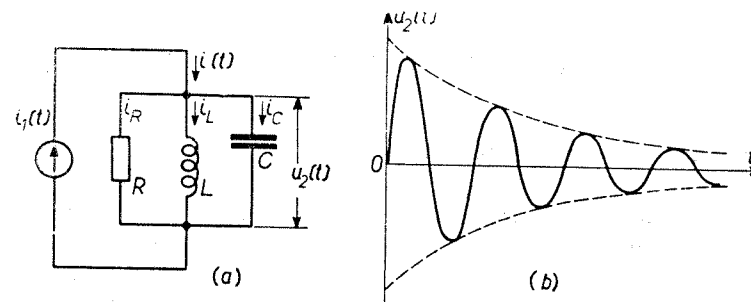


Fig. 8.12. a - Semnalul treaptă unitate de curent; b - răspunsul circuitului RLC.

Soluțiile ecuației $Q(s) = 0$ sînt: $s_{1,2} = -\alpha \pm j\omega$, $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$, iar $Q'(s) = 2(s + \alpha)$. Introducînd în (8.109), rezultă

$$u_2(t) = \frac{e^{-\alpha t}}{\omega C} \sin \omega t \quad (8.111)$$

a cărei formă este arătată în figura 8.12, b.

Capitolul IX

CIRCUITE OSCILANTE. TRANSFORMATORUL DE AF

IX.1. INTRODUCERE

Circuitele oscilante constituie o categorie specială de circuite de curent alternativ; ele recepționează și transmit semnale electrice (energie) numai de anumite frecvențe și rejectează (suprimă) oricare alte semnale. În această categorie intră circuitele oscilante serie și paralel, circuitele cuplate și alte tipuri de circuite cu proprietăți selective. Metodele de analiză a rețelelor electrice liniare dezvoltate în capitolul VII presupuneau că frecvența semnalelor de excitație este fixă, prin urmare reactanțele X_L și X_C erau constante. Circuitele selective sunt constituite tot din rezistori, bobine de inductanță și condensatori (condensatori) adecvat conectate, însă ele comportă două particularități: 1) frecvența semnalului de intrare (excitație) poate varia într-o anumită gamă și 2) valorile lui L și C pot fi variate continuu sau în trepte. Transmiterea sau suprimarea semnalului depinde de comportarea reactanțelor X_L și X_C în funcție de frecvență.

Fenomenul principal care are loc în circuitele oscilante este *rezonanța electrică*; un sistem oscilant oarecare intră în rezonanță, atunci când frecvența forței externe care acționează asupra sistemului devine egală cu frecvența de rezonanță proprie.

În acest capitol se studiază circuitele oscilante serie și paralel și circuitele cuplate (alte tipuri de circuite selective sunt date în cap. X); în încheiere, se prezintă transformatorul de audiofrecvență (AF).

IX.2. CIRCUITUL OSCILANT SERIE ÎN REGIM PERMANENT (FORȚAT)

IX.2.1. Rezonanță. Factor de calitate

Circuitul oscilant serie (fig. 9.1, a) este constituit din bobina L , capacitorul C și rezistorul R , conectate în serie. Elementele reactive L și C nu sunt ideale, ci conțin și rezistențe ohmice (de pierderi); astfel L are rezistența de pierderi R_L (datorată în principal rezistenței ohmice a conductorului) iar capacitorul are rezistența de pierderi R_C (pierderi în dielectric). Pentru capacitorii cu ceramică, mica și styroflex se poate considera $R_C \approx 0$, însă întotdeauna $R_L \neq 0$. Generatorul de semnal trebuie să fie un generator de tensiune ideal; în practică, acest generator are o rezistență internă R_i , astfel rezistența R din figura 9.1, a include pe R_L și R_i și numai în cazuri deosebite, se mai adaugă un rezistor extern.

Considerând că în circuit s-a stabilit regimul permanent (cvasistaționar), se utilizează reprezentarea fazorială. Aplicând circuitului legea a doua a lui

Kirchhoff, rezultă (se operează cu valorile eficace indicate de instrumentele de măsurare)

$$\underline{U}_L + \underline{U}_C + \underline{U}_R = \underline{U} \quad (9.1)$$

sau

$$\underline{I}X_L + \underline{I}X_C + \underline{I}R = \underline{U}, \quad (9.2)$$

de unde scoatem expresia curentului

$$\underline{I} = \frac{\underline{U}}{R + X_L + X_C} = \frac{\underline{U}}{\underline{Z}}, \quad (9.3)$$

prin \underline{Z} notindu-se impedanța circuitului ($\underline{Z} = R + jX$, $X = X_L - X_C$).

Modulul și faza curentului \underline{I} sînt ($\underline{I} = Ie^{j\varphi}$)

$$I = \frac{U}{\sqrt{R^2 + X^2}} = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}, \quad (9.4)$$

$$\varphi = -\arctg(X/R). \quad (9.5)$$

Modulul (amplitudinea) curentului variază cu frecvența (presupunind că U , R , L , C rămîn constante) prezentînd un maxim (fig. 9.2, a) cînd reactanța totală X a circuitului devine zero

$$\omega L - 1/\omega C = 0, \quad (9.6)$$

adică, atunci cînd frecvența semnalului are valoarea

$$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = f_0, \quad \omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0. \quad (9.7)$$

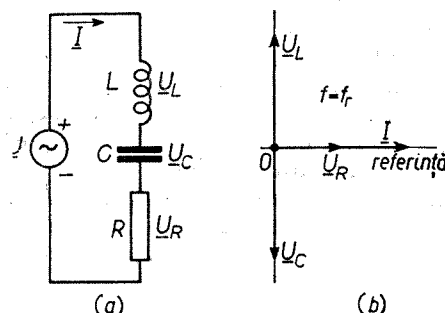


Fig. 9.1. Circuitul oscilant serie: a - schemă; b - diagramă fazorială.

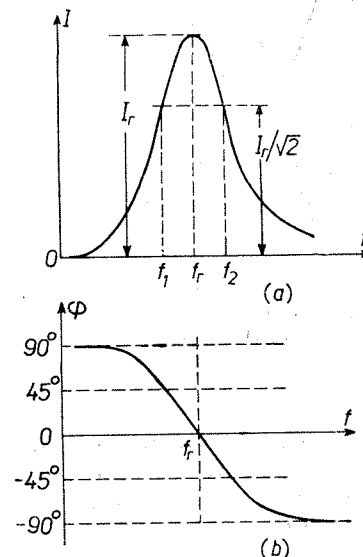


Fig. 9.2. Curbele de rezonanță a circuitului oscilant serie: a - variația curentului (modulului); b - variația fazei cu frecvența.

Relația (9.6) reprezintă *condiția de rezonanță a circuitului oscilant serie*; frecvența f_r dată de relația (9.7) se numește *frecvență de rezonanță* a circuitului; ea este egală cu frecvența de rezonanță proprie a circuitului ideal $f_0 = 1/2\pi\sqrt{LC}$. Variația fazei cu frecvența este arătată în figura 9.2, b.

La rezonanță, $\underline{Z} = \underline{Z}_r = R$, $\varphi = 0$, iar

$$\underline{I} = \underline{I}_r = \underline{U}/R. \quad (9.8)$$

Căderile de tensiune pe bobină și capacitor la rezonanță sînt

$$\underline{U}_{Lr} = \underline{I}_r \underline{X}_{Lr} = j\omega_r L \underline{U} / R = jQ \underline{U}, \quad U_{Lr} = QU; \quad (9.9)$$

$$\underline{U}_{Cr} = \underline{I}_r \underline{X}_{Cr} = -j \frac{1}{\omega_r C R} \underline{U} = -jQ \underline{U}, \quad U_{Cr} = QU. \quad (9.10)$$

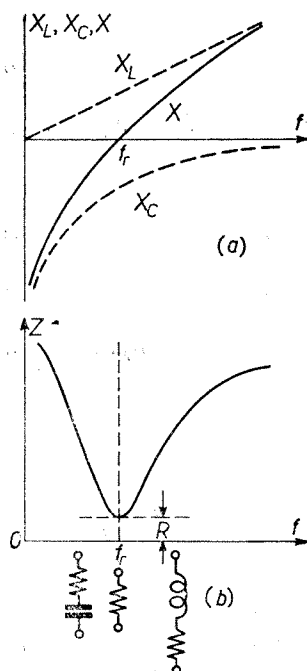


Fig. 9.3. Variația reactanțelor (a) și impedanței (b) circuitului oscilant serie în funcție de frecvență.

observă că pentru frecvențe mai mici decît cea de rezonanță, impedanța are un caracter capacitiv, deoarece $U_C > U_L$; pentru frecvențe mai mari decît cea de rezonanță, impedanța are un caracter inductiv, deoarece $U_L > U_C$.

IX.2.2. Curba universală de rezonanță. Bandă de trecere și selectivitate

Procesele de transmitere a semnalelor prin circuitele selective pot fi complet caracterizate prin două mărimi: bandă de trecere (B) și selectivitate (S). Pentru determinarea expresiilor analitice ale acestor mărimi în funcție de elementele circuitului, este convenabil să se manipuleze cu valoarea normată a curentului, normarea efectuîndu-se în raport cu valoarea de rezonanță. Astfel, se poate scrie

$$\underline{y} = \underline{I} / \underline{I}_r, \quad (9.12)$$

Tensiunile de pe bobină și capacitor sînt egale și defazate cu $\varphi = 180^\circ$; se spune că în circuitul serie are loc *rezonanța tensiunilor*. Raportul

$$Q = \frac{\omega_r L}{R} = \frac{1}{\omega_r C R} \quad (9.11)$$

reprezintă *factorul de calitate* al circuitului și are semnificația unui factor de supratensiune, arătînd de cîte ori, la rezonanță, tensiunea de pe bobină (sau capacitor) este mai mare decît tensiunea aplicată. Valorile obișnuite pentru factorul de calitate sînt $Q = 30 \div 200$.

În general, factorul de calitate a unui sistem electric se definește ca raportul dintre energia înmagazinată în elementele reactive din sistem și energia disipată pe rezistențele ohmice în timp de o perioadă, raport care se multiplică cu 2π :

$$Q = 2\pi \frac{\text{energia înmagazinată în elementele reactive}}{\text{energia disipată în timp de o perioadă}}.$$

Efectuînd calculele corespunzătoare [5,6], se găsește pentru Q expresia (9.11).

Diagrama fazorială la rezonanță a circuitului serie este arătată în figura 9.1, b.

Variația reactanțelor X_L , X_C , X în funcție de frecvență sînt arătate în figura 9.3, a. Variația impedanței Z (în modul) cu frecvența, în apropierea rezonanței, este arătată în figura 9.3, b; se

$$y = \frac{I}{I_r} = \frac{1}{\sqrt{1 + (X/R)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + b^2}}, \quad (9.13)$$

$$\varphi = -\arctg b, \quad (9.14)$$

unde $b = X/R$ se numește *dezacord generalizat*.

Reprezentarea grafică a relațiilor (9.13) și (9.14) constituie *curbele universale de rezonanță* (fig. 9.4); importanța lor constă în faptul că dezacordul generalizat poate fi ușor exprimat în funcție de mărimea considerată variabilă: frecvența, capacitatea, inductanța. Determinăm expresiile lui b în funcție de f , L , C , fixîndu-ne în apropierea rezonanței.

a) Se consideră variabilă frecvența f ; putem scrie

$$b = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R} = \frac{\omega_r L}{R} \left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega} \right) = Q \left(\frac{f}{f_r} - \frac{f_r}{f} \right) = Q\xi. \quad (9.15)$$

Mărimea ξ se numește *dezacord relativ* și în apropierea rezonanței are expresia

$$\xi = \frac{(f + f_r)(f - f_r)}{f_r f} \simeq \frac{2(f - f_r)}{f_r} = \frac{2\Delta f}{f_r}; \quad (9.16)$$

deci

$$b = \frac{2Q(f - f_r)}{f_r} = \frac{2Q\Delta f}{f_r}. \quad (9.17)$$

b) Se consideră variabilă inductanța bobinei L ; dezacordul generalizat b va fi

$$b = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R} = \frac{1}{\omega R C} (\omega^2 L C - 1) \simeq Q \left(\frac{L}{L_r} - 1 \right) = \frac{Q\Delta L}{L_r}, \quad (9.18)$$

unde L_r este inductanța corespunzătoare rezonanței.

c) Se consideră variabilă capacitatea capacitorului C ; dezacordul generalizat b va fi

$$b = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R} = \frac{\omega_r L}{R} \left(\frac{\omega}{\omega_r} - \frac{1}{L C \omega \omega_r} \right) \simeq Q \left(1 - \frac{C_r}{C} \right) \simeq Q \frac{\Delta C}{C_r}. \quad (9.19)$$

Banda de trecere. Prin bandă de trecere se înțelege gama de frecvențe în limitele căreia modulul curentului scade de $\sqrt{2}$ ori față de valoarea de rezonanță (puterea semnalului scade la jumătate față de valoarea de rezonanță); limitele benzii de trecere se notează cu f_1 și f_2 , deci $B = f_2 - f_1$. Se consideră că scăderea de $\sqrt{2}$ ori a amplitudinii curentului față de valoarea I_r nu este sesizată de urechea omenească ca distorsionare a semnalului.

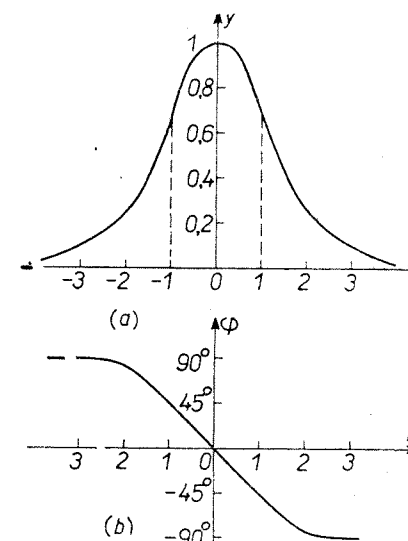


Fig. 9.4. Curbele universale de rezonanță: a - modul; b - fază.

Considerind că variabilă este frecvența f (cazul a), din curbele universale de rezonanță se obțin caracteristicile de frecvență normale

$$y = y(f), \quad \varphi = \varphi(f) \quad (9.20)$$

reprezentate în figura 9.5. La limitele benzii de trecere, valoarea normalizată a curentului scade de $\sqrt{2}$ față de valoarea de rezonanță.

Frecvențele limită f_1 și f_2 pot fi determinate astfel: punind $y = 1/\sqrt{2}$, din (9.13) rezultă

$$\frac{1}{\sqrt{1+b^2}} = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad b = \pm 1 \quad (9.21)$$

$$\text{sau} \quad \frac{2Q(f-f_r)}{f_r} = \pm 1. \quad (9.22)$$

Luind $b = -1$, rezultă frecvența f_1 avind expresia

$$f_1 = \frac{f_r}{2Q} (2Q - 1); \quad (9.23)$$

luind $b = 1$, rezultă frecvența f_2 avind expresia

$$f_2 = \frac{f_r}{2Q} (2Q + 1). \quad (9.24)$$

Banda de trecere (absolută) este

$$B = f_2 - f_1 = f_r/Q. \quad (9.25)$$

Adesea se definește o bandă de trecere relativă

$$B/f_r = 1/Q = d, \quad (9.26)$$

unde d reprezintă coeficientul de atenuare a circuitului.

Selectivitatea unui circuit oscilant reprezintă proprietatea acestuia de a separa și transmite semnalul util de o frecvență dată ($f \approx f_r$), suprimind semnalele parazite de diferite frecvențe. Valoarea numerică a selectivității circuitului oscilant este determinată de panta curbei de rezonanță la limitele benzii de trecere. Ținând cont de (9.13), (9.17) și (9.22), se poate scrie [5]

$$S = \left[\frac{dy}{d(\Delta f)} \right]_{\Delta f = f_r/2Q} = \left[\frac{d}{d(\Delta f)} \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (2Q\Delta f/f_r)^2}} \right) \right]_{\Delta f = f_r/2Q} = \frac{Q}{\sqrt{2}f_r}. \quad (9.27)$$

Din relațiile (9.25) și (9.27) rezultă că prin mărirea factorului de calitate a unui circuit, banda de trecere se micșorează, iar selectivitatea crește. Deci, pentru a transmite nedistorsionat un semnal care are un spectru larg de frecvențe trebuie să fie utilizate circuite cu Q mic, dar în acest caz, selectivitatea nu poate fi ridicată. O bandă de trecere suficient de largă și valori ridicate pentru selectivitate pot fi obținute numai cu ajutorul unor circuite complicate (filtre).

Uneori, în practică, selectivitatea circuitului se evaluează mai complet calculând această mărime pentru două deviații de frecvență $\Delta_1 f$ și $\Delta_2 f$; din comparația selectivităților S_1 și S_2 se poate deduce comportarea circuitului în diferite sisteme de comunicații.

IX.2.3. Coeficient de transfer

Considerind circuitul oscilant serie ca un cuadripol, se pot determina coeficienții de transfer, atunci cînd tensiunea de ieșire este una din tensiunile de pe elementele reactive, \underline{U}_C și \underline{U}_L ; tensiunea de intrare este $\underline{U}_1 = \underline{U}$.

Presupunem $\underline{U}_2 = \underline{U}_C$, atunci coeficientul de transfer este

$$\begin{aligned} \underline{K}_C = \frac{\underline{U}_C}{\underline{U}} &= \frac{1/j\omega C}{R + j(\omega L - 1/\omega C)} = \frac{j\omega L}{1 + j\omega L(R + j(\omega L - 1/\omega C))} \\ &= \frac{-j\omega_r Q/\omega}{1 + jQ\left(\frac{f}{f_r} - \frac{f_r}{f}\right)}. \end{aligned} \quad (9.28)$$

Modulul și faza lui \underline{K}_C sînt

$$K_C = \frac{\omega_r Q/\omega}{\sqrt{1 + Q^2\left(\frac{f}{f_r} - \frac{f_r}{f}\right)^2}}, \quad (9.29)$$

$$\varphi_C = -\arctg Q(f/f_r - f_r/f) - \pi/2. \quad (9.30)$$

Dacă punem $\underline{U}_2 = \underline{U}_L$, obținem

$$\underline{K}_L = \frac{\underline{U}_L}{\underline{U}} = \frac{j\omega Q/\omega_r}{1 + jQ\left(\frac{f}{f_r} - \frac{f_r}{f}\right)}, \quad (9.31)$$

$$K_L = \frac{\omega Q/\omega_r}{\sqrt{1 + Q^2\left(\frac{f}{f_r} - \frac{f_r}{f}\right)^2}}, \quad (9.32)$$

$$\varphi_L = -\arctg Q(f/f_r - f_r/f) + \pi/2. \quad (9.33)$$

Din relațiile (9.29) și (9.32) rezultă că frecvențele pentru care se obțin valorile maxime ale tensiunilor \underline{U}_C și \underline{U}_L diferă de frecvența de rezonanță și anume, $\underline{U}_{C\max} = K_{C\max} \underline{U}$ se obține pentru frecvența

$$f_C = f_r \sqrt{1 - (1/2Q^2)}, \quad (9.34)$$

iar $\underline{U}_{L\max} = K_{L\max} \underline{U}$ se obține pentru frecvența

$$f_L = f_r \sqrt{1 + (1/2Q^2)}. \quad (9.35)$$

Reprezentarea grafică a tensiunilor \underline{U}_C și \underline{U}_L este dată în figura 9.6; tot aici sînt date graficul curentului și tensiunii pe rezistor. Diferența dintre frecvențele f_C , f_L și f_r este cu atît mai mică, cu cît factorul de calitate al circuitului este mai mare.

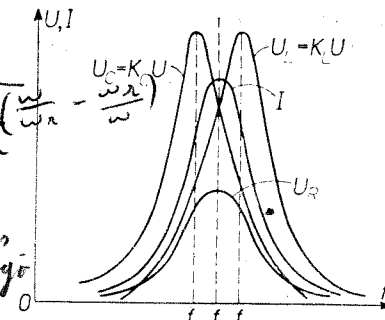


Fig. 9.6. Variația tensiunilor pe capacitor și bobină în apropierea rezonanței.

X.3. CIRCUITUL OSCILANT PARALEL ÎN REGIM PERMANENT

IX.3.1. Relații de dualitate

Circuitul oscilant paralel generalizat constă din elementele L , C , R conectate în paralel (fig. 9.7, a); rezistența internă R_1 a generatorului de semnal U_1 este mult mai mare decât impedanța de rezonanță a circuitului, astfel

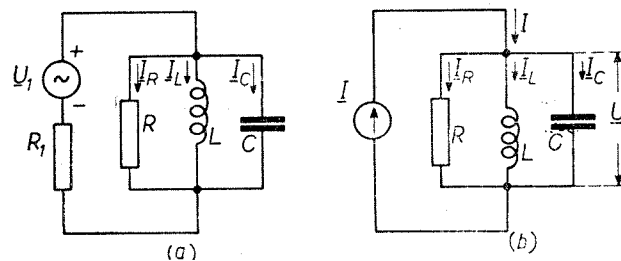


Fig. 9.7. Circuitul oscilant paralel:

a — cu generator de tensiune;
b — cu generator de curent.

se poate considera că circuitul este alimentat de un generator de curent constant (fig. 9.7, b). În acest caz, studiul circuitului oscilant paralel se poate reduce la studiul circuitului oscilant serie prin folosirea relațiilor de dualitate:

După stabilirea regimului permanent, pentru circuitul din figura 9.7, b se pot scrie relațiile

$$\underline{I}_L + \underline{I}_C + \underline{I}_R = \underline{I}, \quad (9.36)$$

$$\frac{\underline{U}}{\underline{X}_L} + \frac{\underline{U}}{\underline{X}_C} + \frac{\underline{U}}{R} = \underline{I}. \quad (9.37)$$

Expresia tensiunii la bornele circuitului oscilant este

$$\underline{U} = \underline{I}/\underline{Y}, \quad (9.38)$$

unde

$$\underline{Y} = \frac{1}{R} + \frac{1}{\underline{X}_L} + \frac{1}{\underline{X}_C} = G + jB \quad (9.39)$$

reprezintă admitanța circuitului. Se constată că ecuațiile (9.1), (9.2) și (9.36), (9.37) sînt duale datorită corespondențelor următoare:

— tensiunea \underline{U} de la circuitul serie este înlocuită prin curentul \underline{I} de la circuitul paralel;

— curentul \underline{I} din circuitul serie este înlocuit prin tensiunea \underline{U} la bornele circuitului paralel;

— inductanța circuitului serie este înlocuită prin capacitatea circuitului paralel;

— capacitatea circuitului serie este înlocuită prin inductanța circuitului paralel;

— rezistența circuitului serie este înlocuită prin conductanța circuitului paralel.

Efectuînd aceste înlocuiri, din impedanța \underline{Z} a circuitului serie se obține admitanța \underline{Y} a circuitului paralel.

IX.3.2. Frecvența de rezonanță. Factor de calitate

Se consideră circuitul oscilant paralel real (cu pierderi în bobină și capacitor) din figura 9.8, a.

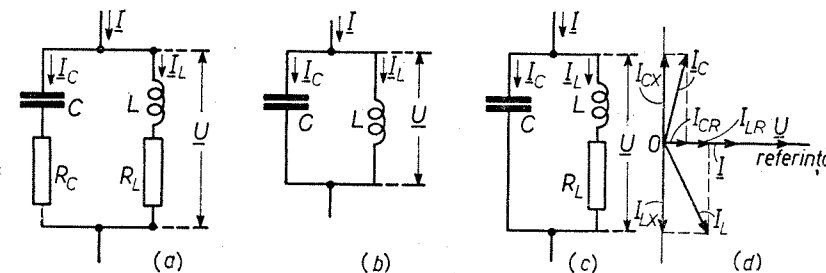


Fig. 9.8. Tipuri de circuite oscilante paralele:

a — real; b — ideal; c — practic; d — diagrama fazorială.

Notînd

$$\underline{Z}_1 = R_L + jX_L, \quad \underline{Z}_2 = R_C - jX_C, \quad (9.40)$$

impedanța echivalentă a circuitului paralel este

$$\underline{Z}_e = \frac{\underline{Z}_1 \underline{Z}_2}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2} = R_e + jX_e, \quad (9.41)$$

unde

$$R_e = \frac{R_L^2 R_C + R_L R_C^2 + R_L X_C^2 + R_C X_L^2}{(R_L + R_C)^2 + (X_L - X_C)^2} \quad (9.42)$$

$$X_e = \frac{R_C^2 X_L - R_L^2 X_C + X_L X_C^2 - X_L^2 X_C}{(R_L + R_C)^2 + (X_L - X_C)^2}. \quad (9.43)$$

Frecvența de rezonanță se determină din condiția $X_e = 0$, adică

$$\omega L R_C^2 - \frac{R_L^2}{\omega C} - \frac{L}{C} \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) = 0; \quad (9.44)$$

introducînd notațiile

$$1/\sqrt{LC} = \omega_0, \quad \sqrt{L/C} = \rho, \quad (9.45)$$

din (9.44) rezultă (ρ se numește rezistență caracteristică)

$$\omega_r = \omega_0 \sqrt{\frac{1 - (R_L/\rho)^2}{1 - (R_C/\rho)^2}}. \quad (9.46)$$

În cazul circuitului ideal din figura 9.8, b , $R_L = R_C = 0$ și $\omega_r = \omega_0$, adică pulsația de rezonanță coincide cu pulsația proprie a circuitului ideal; în cazul circuitului paralel practic din figura 9.8, c , $R_C = 0$ și (9.46) devine

$$\omega_r = \omega_0 \sqrt{1 - (R_L/\rho)^2}, \quad f_r = f_0 \sqrt{1 - (R_L/\rho)^2}. \quad (9.47)$$

Factorul de calitate. Impedanța totală a circuitului oscilant paralel poate fi pusă sub forma

$$\underline{Z}_e = \frac{R_L R_C + X_L X_C + j(R_C X_L - R_L X_C)}{\underline{Z}_s} \quad (9.48)$$

unde

$$\underline{Z}_s = R_s + jX_s = R_s(1 + jb), \quad b = X_s/R_s = (X_L - X_C)/(R_L + R_C) \quad (9.49)$$

În apropierea rezonanței, $R_L \ll X_L$, $R_C \ll X_C$ și (9.48) devine

$$\underline{Z}_e \simeq \frac{X_L X_C}{\underline{Z}_s} = \frac{X_L X_C}{R_s(1 + jb)} \quad (9.50)$$

La rezonanță, dezacordul generalizat $b = 0$ și impedanța ia valoarea

$$\underline{Z}_r = \frac{X_{Lr} X_{Cr}}{R_s} \quad (9.51)$$

Curenții din cele două ramuri ale circuitului sînt

$$\underline{I}_L = \frac{U}{\underline{Z}_1} = \frac{\underline{I} \underline{Z}_e}{\underline{Z}_1}, \quad \underline{I}_C = \frac{U}{\underline{Z}_2} = \frac{\underline{I} \underline{Z}_e}{\underline{Z}_2} \quad (9.52)$$

iar la rezonanță

$$\underline{I}_{Lr} = \frac{\underline{I} \underline{Z}_r}{R_L + jX_{Lr}} \simeq -j \frac{\underline{Z}_r}{X_{Lr}} \underline{I}, \quad (9.53)$$

$$\underline{I}_{Cr} = \frac{\underline{I} \underline{Z}_r}{R_C - jX_{Cr}} \simeq j \frac{\underline{Z}_r}{X_{Cr}} \underline{I}. \quad (9.54)$$

Se observă că

$$\frac{\underline{Z}_r}{X_{Lr}} = \frac{X_{Cr}}{R_s} = Q, \quad \frac{\underline{Z}_r}{X_{Cr}} = \frac{X_{Lr}}{R_s} = Q; \quad (9.55)$$

prin urmare (9.53) și (9.54) devin

$$\underline{I}_{Lr} = -jQ\underline{I}, \quad I_{Lr} = QI, \quad (9.56)$$

$$\underline{I}_{Cr} = jQ\underline{I}, \quad I_{Cr} = QI, \quad (9.57)$$

adică, la rezonanță, curenții din cele două ramuri sînt egali și defazați cu 180° ; se spune că în circuit avem *rezonanța curenților*. Factorul de calitate Q are semnificația unui factor de supracurent și arată de cîte ori, la rezonanță, curentul din ramuri este mai mare decît curentul de la generator. Diagrama fazorială a circuitului paralel la rezonanță este arătată în figura 9.8, d .

În cazul circuitului practic din figura 9.8, c , impedanța de rezonanță are expresia

$$\underline{Z}_r = \frac{X_{Lr} X_{Cr}}{R_L} = \frac{L}{CR_L} = Q^2 R_L. \quad (9.58)$$

Pornind de la relațiile (9.50), (9.51), se observă că în apropierea rezonanței se poate scrie

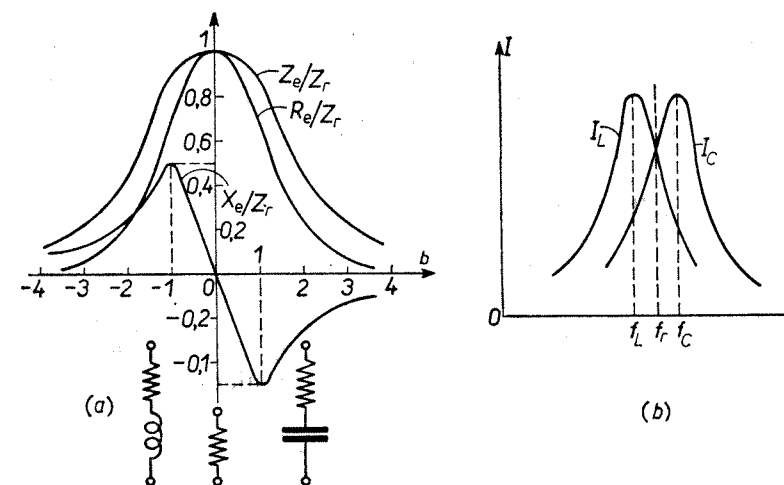


Fig. 9.9. a — Variația reactanțelor și impedanței echivalente cu frecvența; b — variația curenților prin capacitor și prin bobină în apropierea rezonanței.

$$\underline{Z}_e = \frac{\underline{Z}_r}{1 + jb} = \frac{\underline{Z}_r}{\sqrt{1 + b^2}} \frac{j b \underline{Z}_r}{\sqrt{1 + b^2}} = R_e + jX_e, \quad (9.59)$$

de unde deducem rapoartele

$$\frac{Z_e}{\underline{Z}_r} = \frac{1}{\sqrt{1 + b^2}}, \quad \frac{R_e}{\underline{Z}_r} = \frac{1}{1 + b^2}, \quad \frac{X_e}{\underline{Z}_r} = -\frac{b}{1 + b^2}, \quad (9.60)$$

care sînt reprezentate în figura 9.9, a . Extremele raportului X_e/Z_r survin pentru valorile $b = \pm 1$, fiind egale cu $\pm 1/2$.

Valorile maxime ale curenților I_L și I_C se obțin pentru frecvențele f_L , f_C diferite față de cea de rezonanță (fig. 9.9, b).

IX.3.3. Curba universală de rezonanță. Bandă de trecere

Avînd în vedere că în majoritatea cazurilor din practică, circuitul oscilant paralel este alimentat de la un generator de curent constant, drept indiciu de rezonanță servește variația tensiunii la bornele circuitului. Expresia acestei tensiuni este

$$\underline{U} = \underline{I} \underline{Z}_e = \frac{\underline{I} \underline{Z}_r}{1 + jb} = \frac{\underline{U}_r}{1 + jb}, \quad (9.61)$$

unde $\underline{U}_r = \underline{I} \underline{Z}_r$ reprezintă tensiunea la rezonanță.

Luăm valoarea normată a tensiunii în raport cu \underline{U}_r

$$\underline{y} = \frac{\underline{U}}{\underline{U}_r} = \frac{1}{1 + jb} \quad (9.62)$$

ale cărei modul și fază sînt

$$y = \frac{U}{U_r} = \frac{1}{\sqrt{1 + b^2}}, \quad (9.63)$$

$$\varphi = -\arctg b. \quad (9.64)$$

Avînd în vedere că relațiile (9.63), (9.64) sînt identice cu (9.13), (9.14) obținute pentru circuitul oscilant serie, curba universală de rezonanță, expresia benzii de trecere și selectivitatea circuitului oscilant paralel vor fi identice cu cele obținute pentru circuitul serie.

IX.3.4. Circuite oscilante paralele cu priză

În cazul cînd circuitul oscilant paralel se alimentează de la un generator de tensiune (fig. 9.10, a) a cărei rezistență internă R_i nu este suficient de mare pentru ca grupul \underline{U}_1 , R_i să poată constitui un generator de curent constant (în urma aplicării teoremei lui Norton), rezistența R_i influențează factorul de calitate și banda de trecere a circuitului. Coeficientul de transfer pentru tensiune este

$$\underline{K}_u = \frac{\underline{U}}{\underline{U}_1} = \frac{\underline{Z}_e}{\underline{Z}_e + R_i}. \quad (9.65)$$

În apropierea rezonanței, \underline{Z}_e are expresia (9.59), deci

$$\underline{K}_u = \frac{\underline{Z}_r}{\underline{Z}_r + R_i(1 + jb)} = \frac{\underline{Z}_r}{\underline{Z}_r + R_i} \cdot \frac{1}{1 + jb'}, \quad (9.66)$$

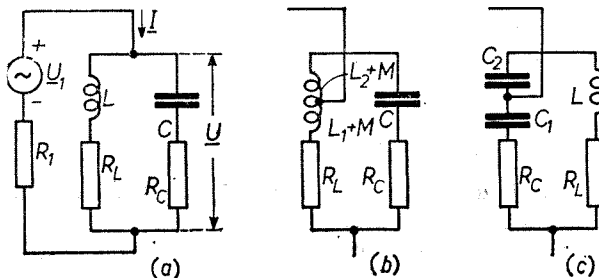


Fig. 9.10. Circuite oscilante paralele cu priză:

a — circuit clasic alimentat de la un generator de tensiune cu rezistență internă relativ mică; b — priză pe bobină; c — priză pe capacitor.

iar modulul și faza au expresiile

$$\underline{K}_u = \frac{\underline{Z}_r}{\underline{Z}_r + R_i} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + b'^2}}, \quad (9.67)$$

$$\varphi' = -\arctg b' \quad (9.68)$$

unde

$$b' = Q'\xi, \quad Q' = \frac{R_i}{\underline{Z}_r + R_i} Q = \frac{Q}{1 + \underline{Z}_r/R_i}. \quad (9.69)$$

Din relația (9.69) se observă că cu cît R_i este mai mic (în comparație cu \underline{Z}_r), cu atît factorul de calitate efectiv Q' este mai mic; în mod corespunzător, se mărește banda de trecere. Pentru înlăturarea acestui neajuns se utilizează circuite cu priză pe bobină (fig. 9.10, b) sau cu divizor capacitiv (fig. 9.10, c). Ne referim la circuitul cu priză pe bobină; ținînd cont de (9.55) și (9.58), impedanța la rezonanță va fi

$$\underline{Z}_r = \frac{\omega_r^2 L_1^2}{R_L + R_C} = \frac{\omega_r^2 L_1^2}{R}. \quad (9.70)$$

Considerînd că rezistențele R_L și R_C au valori foarte mici în comparație cu rezistența caracteristică, pulsația de rezonanță are expresia

$$\omega_r = 1/\sqrt{L_0 C}, \quad (9.71)$$

unde $L_0 = L_1 + L_2$ sau $L_0 = L_1 + L_2 + 2M$ cînd L_1 și L_2 sînt cuplate prin inducție mutuală.

Introducînd (9.71) în (9.70), rezultă

$$\underline{Z}_r = L_1^2/L_0 CR; \quad (9.72)$$

notînd $p = L_1/L_0$, expresia lui \underline{Z}_r devine

$$\underline{Z}_r = p^2 \frac{L_0}{CR}. \quad (9.73)$$

Deplasînd cursorul pe bobină, impedanța \underline{Z}_r variază de la 0 pînă la valoarea maximă $\underline{Z}_r = L_0/CR$; se alege o astfel de valoare a lui p pentru care se realizează condiția $R_i \gg \underline{Z}_r$.

IX.4. CIRCUITE OSCILANTE CUPLATE

IX.4.1. Coeficient de cuplaj, circuit echivalent

Două sau mai multe circuite oscilante se numesc *cuplate* cînd are loc transfer de energie între ele; ca elemente de cuplaj se pot folosi fie elemente comune celor două circuite, — rezistori, bobine, condensatori —, fie cuplajul

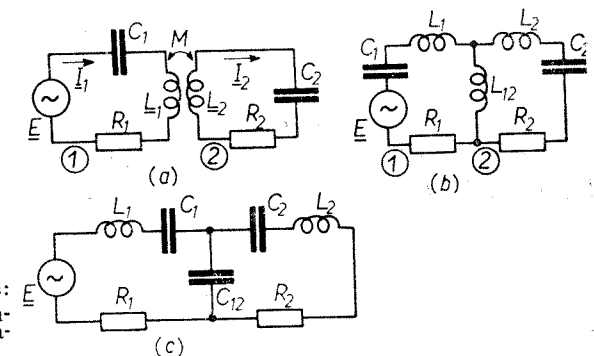


Fig. 9.11. Circuite oscilante cuplate: a — cuplaj prin inducție mutuală; b — cuplaj prin bobină; c — cuplaj prin capacitor.

magnetic (prin inducție mutuală). Cîteva exemple de circuite cuplate sînt arătate în figura 9.11.

Procesele din circuitele oscilante cuplate sînt puternic influențate de valoarea coeficientului de cuplaj k ; acest coeficient reprezintă un indicator

cantitativ al gradului de cuplaj. Determinăm coeficientul de cuplaj pentru circuitul din figura 9.11, a, cel mai răspândit în practică. Considerind că în circuitul 1 circulă curentul i_1 , iar circuitul 2 este în gol, atunci la bornele bobinelor L_1 și L_2 se induce tensiunile

$$e_{L1} = -L_1 \frac{di_1}{dt}, \quad e_{M2} = -M \frac{di_1}{dt}, \quad (9.74)$$

iar gradul de cuplaj dintre circuitul 2 și circuitul 1 este

$$k_I = \frac{e_{M2}}{e_{L1}} = \frac{M}{L_1}. \quad (9.75)$$

Transferăm generatorul de tensiune E în circuitul 2 și considerăm circuitul 1 în gol; făcînd un raționament analog, se obține gradul de cuplaj dintre circuitul 1 și circuitul 2

$$k_{II} = \frac{e_{M1}}{e_{L2}} = \frac{M}{L_2}. \quad (9.76)$$

Prin definiție, coeficientul de cuplaj reprezintă media geometrică din k_I și k_{II}

$$k = \sqrt{k_I k_{II}} = M / \sqrt{L_1 L_2}, \quad (9.77)$$

relație care se pune sub forma

$$k = \frac{\omega M}{\sqrt{\omega^2 L_1 L_2}} = \frac{X_M}{\sqrt{X_1 X_2}}. \quad (9.78)$$

Coeficienții de cuplaj pentru circuitele din figurile 9.11, b și 9.11, c sînt

$$k_l = \frac{L_{12}}{\sqrt{(L_1 + L_{12})(L_2 + L_{12})}}, \quad (9.79)$$

$$k_c = \frac{\sqrt{C_A C_B}}{C_{12}}, \quad (9.80)$$

unde $C_A = C_1 C_{12} / (C_1 + C_{12})$, $C_B = C_2 C_{12} / (C_2 + C_{12})$.

Presupunînd că s-a stabilit regimul permanent, pentru circuitul din figura 9.11, a se scriu relațiile

$$\begin{cases} I_1 Z_1 + I_2 Z_M = E, \\ I_1 Z_M + I_2 Z_2 = 0, \end{cases} \quad (9.81)$$

unde

$$\begin{cases} Z_1 = R_1 + j(\omega L_1 - 1/\omega C_1) = R_1 + jX_1, \\ Z_2 = R_2 + j(\omega L_2 - 1/\omega C_2) = R_2 + jX_2, \\ Z_M = X_M = j\omega M \end{cases} \quad (9.82)$$

(indicii „1” se referă la circuitul 1, indicii „2” la circuitul 2). Rezolvînd sistemul (9.81) în raport cu I_1 , I_2 se obține

$$I_1 = E \frac{Z_2}{Z_1 Z_2 - Z_M^2} = \frac{E}{Z_1 - Z_M^2 / Z_2} = \frac{E}{Z_{1e}}, \quad (9.83)$$

$$I_2 = \frac{-E Z_M}{Z_1 Z_2 - Z_M^2} = \frac{-E Z_M / Z_1}{Z_2 - Z_M^2 / Z_1} = \frac{E}{Z_{2e}}. \quad (9.84)$$

Ultimele două relații permit desenarea unor scheme echivalente: relația (9.83) permite desenarea schemei echivalente a circuitului 1 (fig. 9.12, a), re-

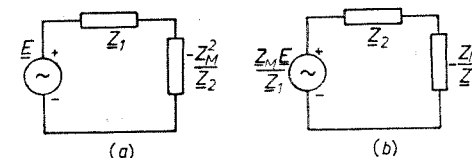


Fig. 9.12. Circuite echivalente pentru circuitele cuplate:
a - redus la primar; b - redus la secundar.

lația (9.84) permite desenarea schemei echivalente a circuitului 2 (fig. 9.12, b).

Mărimea Z_M^2/Z_2 reprezintă impedanța reflectată din circuitul 2 (secundar) în circuitul 1 (primar), iar Z_M^2/Z_1 reprezintă impedanța reflectată din circuitul 1 în circuitul 2.

IX.4.2. Frecvențe de rezonanță

Circuitul echivalent din figura 9.12, a are impedanța echivalentă

$$Z_{1e} = Z_1 - Z_M^2 / Z_2 = R_{1e} + jX_{1e}, \quad (9.85)$$

unde

$$R_{1e} = R_1 + \omega^2 M^2 R_2 / Z_2^2 = R_1 + R_{\text{ref}}, \quad (9.86)$$

$$X_{1e} = X_1 - \omega^2 M^2 X_2 / Z_2^2 = X_1 - X_{\text{ref}}. \quad (9.87)$$

Mărimile R_{ref} , X_{ref} reprezintă rezistența, respectiv reactanța reflectate din secundar în primar.

Frecvența de rezonanță a circuitului echivalent se determină din condiția de anulare a reactanței echivalente

$$X_1 - \omega^2 M^2 X_2 / Z_2^2 = 0, \quad (9.88)$$

sau

$$\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - \frac{\omega^2 M^2 (\omega L_2 - 1/\omega C_2)}{R_2^2 + (\omega L_2 - 1/\omega C_2)^2} = 0. \quad (9.89)$$

Introducînd notațiile

$$\frac{1}{\omega L_1 C_1} = \omega_{01}, \quad \frac{1}{\omega L_2 C_2} = \omega_{02}, \quad \frac{\omega_{02} L_2}{R_2} = Q, \quad \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} = k, \quad (9.90)$$

relația (9.89) devine

$$\left(\frac{\omega}{\omega_{01}} - \frac{\omega_{01}}{\omega} \right) - \left(\frac{\omega}{\omega_{02}} - \frac{\omega_{02}}{\omega} \right) \frac{\omega^2}{\omega_{01} \omega_{02}} \frac{k^2 Q_2^2}{\left[1 + Q_2^2 \left(\frac{\omega}{\omega_{02}} - \frac{\omega_{02}}{\omega} \right)^2 \right]} = 0. \quad (9.91)$$

Această ecuație are în general trei rădăcini reale, prin urmare sistemul format din două circuite cuplate are trei frecvențe de rezonanță ω_{r1} , ω_{r2} , ω_{r3} . Presupunind că frecvențele de rezonanță proprie ω_{01} și ω_{02} ale circuitelor 1 și 2 se află în raportul $\omega_{01} < \omega_{02}$, atunci $\omega_{r1} < \omega_{01}$, $\omega_{r2} > \omega_{02}$, $\omega_{01} < \omega_{r3} < \omega_{02}$.

Pentru $\omega = \omega_{r1}$ și $\omega = \omega_{r2}$ au loc maxime, iar pentru $\omega = \omega_{r3}$ are loc un minim al curentului din circuit; ω_{r1} și ω_{r2} se numesc *frecvențe de cuplaj*.

În cazul când R_2 poate fi neglijat, $R_2 \rightarrow 0$, $Q_2 \rightarrow \infty$ și (9.91) se reduce la

$$\left(\frac{\omega}{\omega_{01}} - \frac{\omega_{01}}{\omega}\right) \left(\frac{\omega}{\omega_{02}} - \frac{\omega_{02}}{\omega}\right) - \frac{\omega^2 k^2}{\omega_{01}\omega_{02}} = 0 \quad (9.92)$$

a cărei soluție este

$$\omega_{r1,2} = \sqrt{\frac{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2}{2\sigma}} \left[1 \pm \sqrt{1 - 4\sigma \left(\frac{\omega_{01}\omega_{02}}{\omega_{01}^2 + \omega_{02}^2} \right)^2} \right], \quad (9.93)$$

unde $\sigma = 1 - k^2$.

Considerind cazul particular când circuitele 1 și 2 au aceeași frecvență de rezonanță proprie $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$, relația (9.93) se simplifică

$$\omega_{r1,2} = \omega_0 \sqrt{\frac{1 \pm k}{1 - k^2}}; \quad (9.94)$$

deci

$$\begin{aligned} \omega_{r1} &= \omega_0 \sqrt{1+k}, \quad f_{r1} = f_0 \sqrt{1+k}, \\ \omega_{r2} &= \omega_0 \sqrt{1-k}, \quad f_{r2} = f_0 \sqrt{1-k}. \end{aligned} \quad (9.95)$$

IX.4.3. Curbe de rezonanță. Bandă de trecere

Ecuațiile curbelor de rezonanță pentru curenții I_1 și I_2 se pot obține din relațiile (9.83), (9.84), considerind dezacorduri relative mici ale frecvențelor de rezonanță ω_{r1} , ω_{r2} față de frecvențele de rezonanță proprie

$$\xi_1 = \frac{2\Delta_1\omega}{\omega_{01}} \ll 1, \quad \xi_2 = \frac{2\Delta_2\omega}{\omega_{02}} \ll 1, \quad \frac{\omega^2}{\omega_{01}^2 \cdot \omega_{02}^2} \simeq 1 \quad (9.96)$$

și introducând notațiile

$$Q_1 = \frac{\omega_{01}L_1}{R_1}, \quad b_1 = \frac{2\Delta_1\omega}{\omega_{01}}Q_1, \quad b_2 = \frac{2\Delta_2\omega}{\omega_{02}}Q_2. \quad (9.97)$$

În aceste condiții rezultă

$$I_1 = \frac{E}{2R_1} \frac{2\sqrt{1+b_2^2}}{\sqrt{(1-b_1b_2+Q_1Q_2k^2)^2 + (b_1+b_2)^2}}, \quad (9.98)$$

$$I_2 = \frac{E}{2\sqrt{R_1R_2}} \frac{2k\sqrt{Q_1Q_2}}{\sqrt{(1-b_1b_2+Q_1Q_2k^2)^2 + (b_1+b_2)^2}}. \quad (9.99)$$

Luind valorile normate ale curenților, rezultă

$$y_1 = \frac{I_1}{E/2R_1} = \frac{2\sqrt{1+b_2^2}}{\sqrt{(1-b_1b_2+Q_1Q_2k^2)^2 + (b_1+b_2)^2}}, \quad (9.100)$$

$$y_2 = \frac{I_2}{E/2\sqrt{R_1R_2}} = \frac{2k\sqrt{Q_1Q_2}}{\sqrt{(1-b_1b_2+Q_1Q_2k^2)^2 + (b_1+b_2)^2}}. \quad (9.101)$$

În telecomunicații se utilizează filtre trece-bandă formate din două circuite cuplate, care au $Q_1 = Q_2$, $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$, prin urmare $b_1 = b_2 = b$; în acest caz, ultimele două relații se simplifică

$$y_1 = 2\sqrt{1+b^2}/\sqrt{(1-b^2+Q^2k^2)^2 + 4b^2}, \quad (9.102)$$

$$y_2 = 2kQ/\sqrt{(1-b^2+Q^2k^2)^2 + 4b^2}. \quad (9.103)$$

Pentru trasarea curbelor de rezonanță trebuie găsite extremele mărimilor y_1 și y_2 ; aceste extreme rezultă din ecuațiile

$$dy_1/db = 0, \quad dy_2/db = 0 \quad (9.104)$$

ale căror soluții sînt:

— pentru y_1 ,

$$b_{I,II} = \pm \sqrt{\sqrt{k^2Q^2(4+k^2Q^2)} - 1}, \quad b_{III} = 0; \quad (9.105)$$

— pentru y_2 ,

$$b_{I,II} = \pm \sqrt{k^2Q^2 - 1}, \quad b_{III} = 0. \quad (9.106)$$

Rezultă că fiecare curbă de rezonanță are în general două maxime și un minim între ele. În practica curentă interesează curba de rezonanță a curentului din secundar; referindu-ne la ecuația (9.106), deosebim trei cazuri:

1) *cuplaj critic* între circuite

$$k = k_{cr} = 1/Q. \quad (9.107)$$

În acest caz, curba de rezonanță normată a curentului y_2 va avea un singur maxim la frecvența ω_0 ($b_I = b_{II} = b_{III} = 0$);

2) *cuplaj subcritic* definit de relația

$$k < k_{cr} = 1/Q \quad (9.108)$$

cînd y_2 are de asemenea un singur maxim, însă de valoare mai mică, la frecvența ω_0 ($b_{III} = 0$, b_I și b_{II} sînt imaginare);

3) *cuplaj supracritic* definit de relația

$$k > k_{cr} = 1/Q. \quad (9.109)$$

În acest caz, y_2 are două maxime la frecvențele ω_{r1} , ω_{r2} și un minim la frecvența $\omega_{r3} = \omega_0$.

Știm că dezacordul relativ ξ (relația 9.96) poate fi pus sub forma

$$\xi = 1 - \omega_0^2/\omega_r^2, \quad (9.110)$$

de unde

$$\omega_{r1,2} = \omega_0 \sqrt{1 \pm \xi} \quad (9.111)$$

Pe de altă parte, punind $b = \xi Q$, din (9.106) rezultă

$$\xi = \pm \sqrt{k^2 - 1/Q^2} = \pm \sqrt{k^2 - d^2}, \quad (9.112)$$

deci

$$\omega_{r1,2} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 \pm \sqrt{k^2 - d^2}}} \quad (9.113)$$

Din relația (9.113) se observă că frecvențele de cuplaj ω_{r1} și ω_{r2} sînt distincte de ω_0 , numai cînd $k > k_{cr} = d$; pentru circuite cu factor de calitate mare, $k \gg d$ și (9.113) se reduce la (9.95). Variația frecvențelor de cuplaj în funcție de coeficientul de cuplaj este arătată în figura 9.13; pentru cuplaje slabe $k < k_{cr}$, sistemul are o singură frecvență de rezonanță, egală cu ω_0 ; pentru cuplaje puternice $k > k_{cr}$, sistemul prezintă trei frecvențe de rezonanță distincte, ω_{r1} , $\omega_{r3} = \omega_0$, ω_{r2} . În general, $k = 0,01 \div 0,5$.

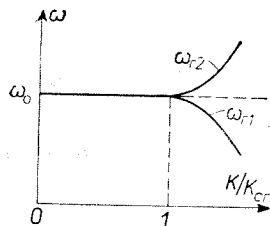


Fig. 9.13. Variația frecvențelor de cuplaj în funcție de coeficientul de cuplaj.

Curbele de rezonanță ale curentului din secundar (valoare normată) pentru diferiți coeficienți de cuplaj sînt arătate în figura 9.14, a; din figură se observă că pentru cuplaje $k > k_{cr}$, curba prezintă două maxime la frecvențele ω_{r1} , ω_{r2} și un minim la frecvența $\omega_{r3} = \omega_0$. Odată cu creșterea cuplajului, frecvențele ω_{r1} și ω_{r2} se depărtează tot mai mult de ω_0 , iar minimul de curent de la frecvența ω_0 devine tot mai pronunțat.

Coeficientul de cuplaj nu poate fi mărit oricît; el este limitat de condiția ca minimul curbei de rezonanță corespunzător frecvenței f_0 să nu fie mai mic de $1/\sqrt{2}$ (fig. 9.14, b). Punînd în (9.103) $b = 0$ și $y_2 = 1/\sqrt{2}$, avem

$$\frac{2kQ}{1 + k^2Q^2} = \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad (9.114)$$

de unde rezultă $kQ = 2,41$. Introducînd această valoare a lui kQ în (9.103), se obține $b = \pm 3,1$; deci, în cazul limită considerat în figura 9.14, b, banda

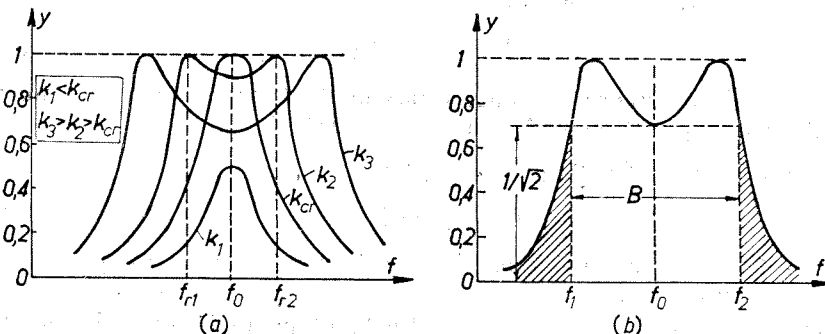


Fig. 9.14. Curbele de rezonanță normate ale curentului din secundar: a - diferiți coeficienți de cuplaj; b - definirea benzii de trecere.

de trecere $B = f_2 - f_1$ este de 3,1 ori mai largă decît la circuitul oscilant simplu (vezi paragraful IX.2.2).

Pentru obținerea valorii maxime a curentului I_2 din secundar, menținînd frecvența semnalului de intrare constantă, se efectuează acordul circuitelor la rezonanță și se reglează valoarea coeficientului de cuplaj. Se disting mai multe tipuri de rezonanță.

1) *Prima rezonanță particulară.* În acest caz, valoarea maximă a curentului I_2 se obține prin acordul numai al circuitului primar, menținînd neschimbate L_2 , C_2 și M .

2) *A doua rezonanță particulară.* Valoarea maximă a curentului I_2 se obține prin acordul circuitului secundar menținînd neschimbate L_1 , C_1 , M .

3) *Rezonanța complexă.* Valoarea maximă a curentului I_2 se obține prin acordul unuia din circuite, fie circuitul 1, fie circuitul 2 și alegerea valorii optime a coeficientului de inducție mutuală M ; în acest caz se obține valoarea „maximum maximorum”.

4) *Rezonanța totală.* Valoarea „maximum maximorum” a curentului I_2 se obține prin acordul ambelor circuite și alegerea valorii optime a lui M .

IX.5. TRANSFORMATORUL DE AUDIOFRECVENȚĂ (AF)

IX.5.1. Construcție și funcționare

Transformatorul AF constituie un caz particular de circuite cuplate, în sensul că între circuitul primar și cel secundar există un cuplaj foarte mare; prin acesta se îmbunătățesc condițiile de transfer a puterii între cele două circuite.

Construcția transformatorului este arătată schematic în figura 9.15, a acesta constînd dintr-un miez de fier și două înfășurări: una primară de n_1 spire și alta secundară de n_2 spire. Atunci cînd la bornele înfășurării primare se conectează generatorul de tensiune avînd t.e.m. e și rezistența in-

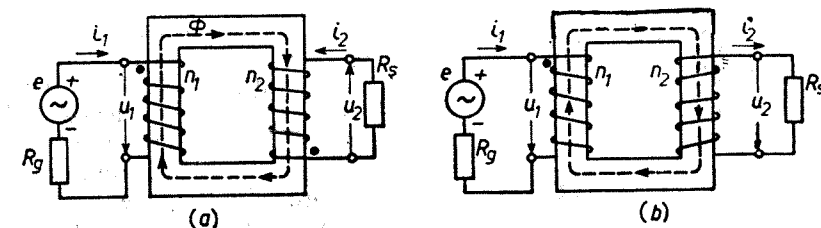


Fig. 9.15. Transformatorul de audiofrecvență.

ternă R_g , prin înfășurare circulă un curent alternativ (variabil în timp) i_1 care dă naștere unui flux magnetic variabil Φ . Fluxul se închide în principal prin miezul de fier. Traversînd înfășurările transformatorului, acest flux induce tensiunea u_1 la bornele înfășurării primare și u_2 la bornele înfășurării

secundare. Polaritatea (sensul) tensiunilor induse este determinată de legea lui Lenz. Dacă la bornele înfășurării secundare se conectează rezistorul R_s , datorită tensiunii u_2 va circula curentul i_2 ; la rândul său, i_2 dă naștere unui flux variabil care se opune fluxului dat de curentul i_1 , deci fluxul care străbate miezul de fier va fi diferența dintre cele două fluxuri.

Pentru a putea aplica transformatorului de AF metodele generale de analiză utilizate la circuitele de curent alternativ, este necesar să se găsească o schemă echivalentă corespunzătoare. În acest scop facem câteva considerații cu privire la factorii specifici circuitelor cuplate inductiv, anume: polaritatea tensiunilor induse, valoarea coeficientului de cuplaj și influența sa asupra comportării și parametrilor transformatorului.

Polaritatea tensiunilor induse u_1 și u_2 depinde de sensul înfășurărilor respective și de modul de conectare a generatorului de tensiune; borna pozitivă a înfășurării se marchează cu un punct și, în practică, se determină prin măsurători directe. Atunci cînd polaritatea t.e.m. e a generatorului de alimentare și sensurile înfășurărilor sînt cunoscute (de exemplu, fig. 9.15, *a*) bornele (capetele) pozitive se determină după cum urmează. Mai întîi, trebuie precizat că tensiunile, curenții și fluxurile sînt mărimi variabile în timp, iar săgețile (pentru curent și flux) și semnele +, - pentru tensiune indică doar sensul de creștere a mărimilor respective la momentul considerat. Tensiunea indusă u_1 se opune creșterii curentului, prin urmare are borna pozitivă la capătul unde intră curentul i_1 . Tensiunea u_2 indusă în înfășurarea secundară de către fluxul variabil are borna pozitivă la capătul de jos care este marcat cu un punct. Conectînd rezistorul R_s , ia naștere curentul i_2 avînd sensul de creștere indicat în figură (u_2 constituie o t.e.m. pentru circuitul format din R_s); fluxul generat de curentul i_2 se opune (ca sens de creștere) fluxului inițial dat de curentul i_1 . În figura 9.15, *b* s-a schimbat sensul înfășurării secundare, drept urmare s-a schimbat și borna pozitivă.

Coeficientul de cuplaj dintre înfășurarea primară și cea secundară are expresia

$$k = M/\sqrt{L_{11}L_{22}}, \quad (9.115)$$

unde M este coeficientul de inducție mutuală, L_{11} este inductanța (coeficientul de autoinducție) înfășurării primare, iar L_{22} este inductanța înfășurării secundare.

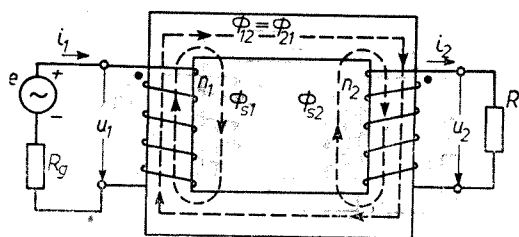


Fig. 9.16. Sensurile fluxurilor din transformatorul de audiofrecvență.

flux străbate spirele înfășurării primare, în timp ce spirele înfășurării secundare sînt străbătute de fluxul Φ_{12} numit flux mutual sau de cuplaj; diferența $\Phi_{s1} = \Phi_{11} - \Phi_{12}$ se numește flux de scăpări și se închide prin aer. În mod similar, fluxul Φ_{s2} produs de către curentul i_2 străbate

spirele înfășurării secundare, dar numai fluxul Φ_{21} străbate și spirele înfășurării primare; astfel, fluxul de scăpări al înfășurării secundare este $\Phi_{s2} = \Phi_{22} - \Phi_{21}$ ($\Phi_{21} = \Phi_{12}$). Inductanțele celor două înfășurări au expresiile

$$L_{11} = n_1 \Phi_{11} / i_1, \quad (9.116)$$

$$L_{22} = n_2 \Phi_{22} / i_2, \quad (9.117)$$

iar inductanțele mutuale au expresiile

$$M_{21} = n_2 \Phi_{12} / i_1, \quad (9.118)$$

$$M_{12} = n_1 \Phi_{21} / i_2 \quad (9.119)$$

($M_{21} = M_{12}$). Ținînd seama de ultimele 4 relații, se pot scrie expresii detaliate pentru inductanțele de scăpări ale înfășurărilor

$$L_{s1} = n_1 \Phi_{s1} / i_1 = L_{11} - (n_1/n_2)M, \quad (9.120)$$

$$L_{s2} = n_2 \Phi_{s2} / i_2 = L_{22} - (n_2/n_1)M. \quad (9.121)$$

Din relația

$$k^2 = \frac{M^2}{L_{11}L_{22}} = \frac{\Phi_{12}\Phi_{21}}{\Phi_{11}\Phi_{22}} \quad (9.122)$$

rezultă că în general $L_{11}L_{22} > M^2$ și $k < 1$.

IX.5.2. Transformatorul ideal

În transformatorul ideal se consideră că fluxurile de scăpări sînt zero, deci $\Phi_{11} = \Phi_{12} = \Phi_{21} = \Phi_{22} = \Phi$ (fig. 9.17, *a*) și $k = 1$, iar din relațiile (9.120), (9.121) rezultă

$$(n_1/n_2)^2 = L_{11}/L_{22}. \quad (9.123)$$

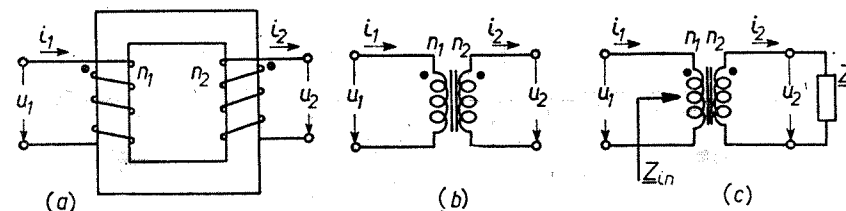


Fig. 9.17. Transformatorul ideal:

a - construcție; *b* - schema echivalentă; *c* - adaptarea sarcinii.

Tensiunile induse în cele două înfășurări au expresiile

$$u_1 = n_1(d\Phi/dt) \quad (9.124)$$

$$u_2 = n_2(d\Phi/dt), \quad (9.125)$$

prin urmare,

$$\frac{u_1}{u_2} = \frac{n_1}{n_2}. \quad (9.126)$$

Având în vedere că suma tensiunilor magnetomotoare (t.m.m.) într-un circuit magnetic închis este zero, se poate scrie

$$n_1 i_1 + n_2 i_2 = 0; \quad (9.127)$$

astfel

$$\frac{-i_2}{i_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{n_1}{n_2}, \quad (9.128)$$

iar schema echivalentă a transformatorului ideal descris de ultimele relații este arătată în figura 9.17, b.

Rolul principal al transformatorului este de a transfera energie electrică din înfășurarea primară în cea secundară, cu pierderi cât mai mici. În același timp, cu ajutorul transformatorului se pot „transforma” (adapta) impedanțe; tocmai această particularitate a făcut necesară utilizarea transformatorului în electronică și telecomunicații. Atunci când la bornele înfășurării secundare se conectează impedanța Z_s (fig. 9.17, c), aceasta este „reflectată” în primar. Considerînd că s-a stabilit regimul permanent sinusoidal, utilizăm notațiile fazoriale; impedanța de intrare a transformatorului va fi

$$Z_{in} = \frac{U_1}{I_1} = \frac{(n_1/n_2) U_2}{(n_2/n_1) I_2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 Z_s = Z'_s. \quad (9.129)$$

IX.5.3. Scheme echivalente ale transformatorului real

În cazul transformatorului real trebuie luate în considerație elementele ce cauzează pierderi: inductanțele de scăpări L_{s1} , L_{s2} , rezistențele ohmice r_1 și r_2 ale înfășurărilor, pierderile de mers în gol și capacitățile parazite ale înfășurărilor C_1 , C_2 și C_{12} ; rezultă astfel schema echivalentă completă arătată în figura 9.18, care constă din transformatorul ideal și elementele de pierderi. Grupul L_1 , R_p caracterizează regimul de mers în gol. Când se

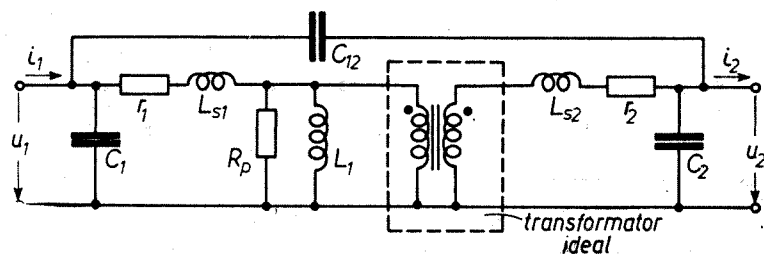


Fig. 9.18. Schema echivalentă completă a transformatorului.

cundarul este deschis ($i_2 = 0$), curentul $i_1 \neq 0$, deoarece inductanța înfășurării primare nu este infinită, adică reluctanța circuitului magnetic nu este zero. Pentru a ține cont de acest lucru a fost introdusă inductanța de magnetizare L_1 (aproximativ egală cu L_{11}); rezistorul R_p caracterizează pierderile

prin curenți turbionari și prin histerezis (când se neglijează aceste pierderi, $R_p = \infty$ și poate fi îndepărtată din schemă).

Schema echivalentă completă (exceptînd capacitățile parazite) este descrisă de ecuațiile

$$u_1 = i_1 r_1 + L_{s1} di_1/dt + n_1 d\Phi/dt, \quad (9.130)$$

$$u_2 = i_2 r_2 + L_{s2} di_2/dt + n_2 d\Phi/dt, \quad (9.131)$$

$$n_1 i_1 + n_2 i_2 = n_1 i_0 = \mathfrak{R} \Phi, \quad (9.132)$$

unde \mathfrak{R} este reluctanța circuitului magnetic.

În calculele curenți se urmărește obținerea unor scheme echivalente care să nu conțină inductanțe mutuale; în acest scop se efectuează operația de *reducere* a secundarului la primar, adică se determină valorile elementelor din înfășurarea secundară, văzute din primar. Mărimile reduse se notează cu prim. Prin analogie cu relațiile (9.126), (9.128) și (9.129) de la transformatorul ideal se poate scrie (fazorial)

$$U'_2 = (n_1/n_2) U_2, \quad I'_2 = (n_2/n_1) I_2, \quad (9.133)$$

$$Z'_s = (n_1/n_2)^2 Z_s, \quad r'_2 = (n_1/n_2)^2 r_2, \quad L'_{s2} = (n_1/n_2)^2 L_{s2}, \quad C'_2 = (n_1/n_2)^2 C_2, \quad (9.134)$$

obținîndu-se schema echivalentă din figura 9.19, a. Această schemă este relativ complicată și pentru calculele curenți se utilizează o schemă echivalentă aproximativă (fig. 9.19, b).

În primul rînd se neglijează capacitatea C_{12} , iar C_1 se atașează generatorului de tensiune. În practică este foarte greu de măsurat separat inductanțele de scăpări L_{s1} și L_{s2} ; din această cauză, inductanțele de scăpări se apreciază global prin inductanța $L_s = L_{s1} + L_{s2}$, iar L_{s1} și L_{s2} se exprimă cu ajutorul coeficientului de scăpări σ

$$L_{s1} = \sigma L_{11}, \quad L_{s2} = \sigma L_{22}, \quad (9.135)$$

unde σ , numit și coeficientul Blondel, are expresia

$$\sigma = 1 - M^2/L_{11}L_{22}. \quad (9.136)$$

În transformatorul de AF, pierderile prin curenți turbionari și prin histerezis sînt mici, astfel s-a neglijat R_p .

Schema din figura 9.19, b poate fi simplificată în continuare: neglijînd r_1 , r'_2 , L_s și C'_2 , se obține schema din figura 9.19, c; neglijînd și curentul de mers în gol, rezultă schema echivalentă a transformatorului ideal (fig. 9.19, d).

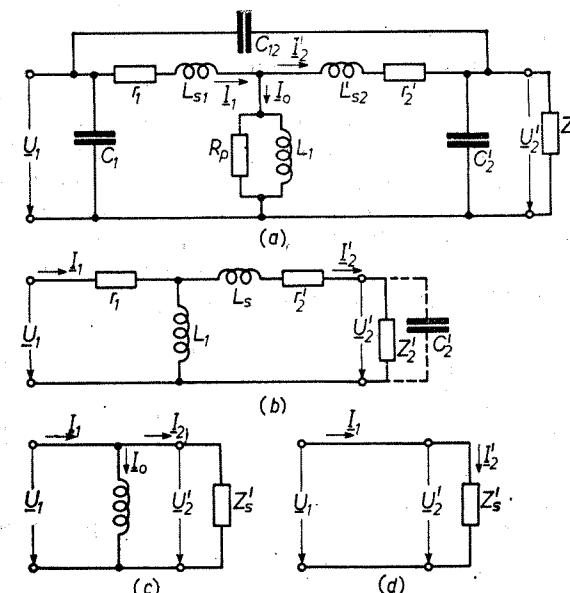


Fig. 9.19. Scheme echivalente reduse la primar: a — schema completă; b și c — variante simplificate; d — transformatorul ideal.

X.1. INTRODUCERE

În general se poate considera că rețelele electrice sînt formate din dipoli și cuadripoli (sau și mai general din multipoli).

Prin *dipol* se înțelege orice rețea electrică care are două borne accesibile (fig. 10.1). Dipolii pot fi: a) pasivi și activi; în primul caz, dipolii nu conțin generatori de tensiune sau curent, în al doilea caz, conțin astfel de generatori; b) din punctul de vedere al elementelor pe care le conțin, dipolii pot fi liniari și neliniari etc.

Prin *cuadripol* se înțelege o rețea (circuit) electrică care are patru borne accesibile: două borne de intrare $1-1'$ și două borne de ieșire $2-2'$ (fig. 10.2, a). Notățiile tensiunilor și curenților din figura 10.2, a au avantajul simetriei și sînt comode pentru studiul cuadripolului separat; în cazul interconectării în lanț a cuadripolilor sînt adecvate notațiile din figura 10.2, b.

Există o mare varietate de cuadripoli și împărțirea lor în diferite grupe comportă unele dificultăți. Aici vom enumera cîteva din criteriile utilizate pentru clasificarea cuadripolilor. După natura elementelor pe care le conține, avem cuadripoli liniari și neliniari; după sensul de transmitere a energiei (semnalelor), avem cuadripoli unilaterali și bilaterali. Dacă nu conțin generatori de tensiune și curent, cuadripolii se numesc pasivi; dacă conțin asemenea generatori, se numesc activi. La rîndul lor, cuadripolii activi pot fi: activi independenți, cînd energia de la ieșire nu este comandată de energia de la intrare; activi dependenți, cînd energia de la ieșire depinde de energia de la intrare (de exemplu, amplificatorul liniar).

Cînd rețeaua electrică constituie o porțiune intermediară dintr-un lanț de transmisie a energiei, pentru caracterizarea rețelei este suficient să se cunoască relațiile dintre mărimile de ieșire și cele de intrare (curenți și tensiuni) fără a cunoaște exact structura sa. În acest caz este foarte comod a se privi rețeaua ca un cuadripol.

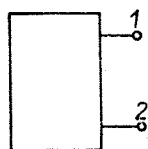


Fig. 10.1. Re-rezentarea dipolului.

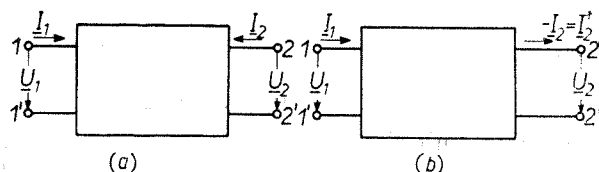


Fig. 10.2. Sisteme de notare a cuadripolilor.

Sub denumirea de *filtre electrice* se înțeleg cuadripoli cu caracteristici de frecvență (proprietăți selective) foarte puternic pronunțate. În domeniul de frecvență numit *bandă de trecere*, filtrele prezintă o atenuare foarte mică și aproximativ constantă, iar în *banda de atenuare* (sau *banda de oprire*), atenuarea este foarte mare. Filtrele se conectează de obicei între două rețele dintre care una reprezintă generatorul, iar cealaltă sarcina. În cazul filtrelor

ideale ce conțin numai elemente reactive, atenuarea este zero în banda de trecere și întreaga putere este transmisă de la generator spre sarcină; în banda de oprire, puterea este în întregime reflectată spre generator. Spre deosebire de circuitele oscilante serie și paralel, filtrele au o structură mai complicată, fapt ce permite obținerea unui factor de transfer constant într-o bandă largă de frecvențe (banda de trecere) și o atenuare foarte mare în afara acestei benzi.

În capitolul de față se prezintă cuadripolii liniari și pasivi, precum și filtrele electrice, insistîndu-se asupra caracteristicilor de frecvență ale diferitelor tipuri de filtre.

X.2. SISTEME DE PARAMETRI AI CUADRIPOILOR

Cele patru mărimi $\underline{U}_1, \underline{I}_1, \underline{U}_2, \underline{I}_2$ (fig. 10.2, a) pot fi împărțite în variabile independente și funcții. Presupunînd că două din aceste mărimi sînt variabile independente, celelalte două mărimi pot fi exprimate sub formă unui sistem de ecuații de echilibru ale cuadripolului. Întrucît cu cele patru mărimi se pot forma 6 combinații diferite de cîte două, rezultă că pentru un cuadripol dat distingem 6 sisteme de ecuații, adică șase sisteme de parametri.

1) *Sistemul de parametri \underline{Z}* . Considerînd variabile independente pe \underline{I}_1 și \underline{I}_2 , rezultă sistemul de ecuații

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= \underline{Z}_{11}\underline{I}_1 + \underline{Z}_{12}\underline{I}_2, \\ \underline{U}_2 &= \underline{Z}_{21}\underline{I}_1 + \underline{Z}_{22}\underline{I}_2, \end{aligned} \quad (10.1)$$

unde $\underline{Z}_{11}, \underline{Z}_{12}, \underline{Z}_{21}, \underline{Z}_{22}$ se numesc parametri impedanță ai cuadripolului și se determină în regimul de mers în gol:

$$\begin{aligned} \underline{Z}_{11} &= (\underline{U}_1/\underline{I}_1) \Big|_{\underline{I}_2=0} \text{ este impedanța de intrare cu ieșirea în gol;} \\ \underline{Z}_{12} &= (\underline{U}_1/\underline{I}_2) \Big|_{\underline{I}_1=0} \text{ este impedanța de reacție (transfer de la ieșire spre intrare) cu intrarea în gol;} \\ \underline{Z}_{21} &= (\underline{U}_2/\underline{I}_1) \Big|_{\underline{I}_2=0} \text{ este impedanța de transfer cu ieșirea în gol;} \\ \underline{Z}_{22} &= (\underline{U}_2/\underline{I}_2) \Big|_{\underline{I}_1=0} \text{ este impedanța de ieșire cu intrarea în gol.} \end{aligned}$$

Ecuațiile (10.1) descriu comportarea rețelei reprezentată sub formă de cuadripol în figura 10.2, a. Adesea este convenabil să se reprezinte această rețea printr-un circuit echivalent (fig. 10.3, a) care este descris de aceleași

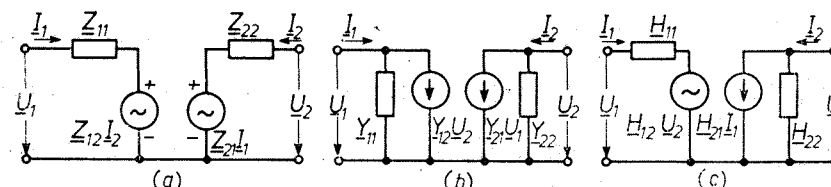


Fig. 10.3. Scheme echivalente ale cuadripolului pentru diferite sisteme de parametri: a — parametrii \underline{Z} ; b — parametrii \underline{Y} ; c — parametrii \underline{H} .

ecuații (10.1). Circuitul din figura 10.3, *a* este echivalent cu cuadripolul (*cutia neagră*) din figura 10.2, *a* numai în ce privește comportarea externă; generatorii de tensiune conținuți în figura 10.3, *a* sînt *generatori dependenți*, deoarece valorile t.e.m. depind de curenții din rețea. În ecuațiile pe ochiuri, t.e.m. ale acestor generatori sînt grupate în rîndul necunoscutelor.

Sistemul (10.1) poate fi scris sub formă matriceală

$$\| \underline{U} \| = \| \underline{Z} \| \cdot \| \underline{I} \|, \quad (10.2)$$

unde $\| \underline{Z} \|$ este matricea impedanță, $\| \underline{I} \|$ este matricea excitație, $\| \underline{U} \|$ este matricea răspuns.

2) *Sistemul de parametri Y*. Considerînd variabile independente tensiunile $\underline{U}_1, \underline{U}_2$, rezultă sistemul de ecuații

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= \underline{Y}_{11} \underline{U}_1 + \underline{Y}_{12} \underline{U}_2, \\ \underline{I}_2 &= \underline{Y}_{21} \underline{U}_1 + \underline{Y}_{22} \underline{U}_2, \end{aligned} \quad (10.3)$$

unde $\underline{Y}_{11}, \underline{Y}_{12}, \underline{Y}_{21}, \underline{Y}_{22}$ se numesc parametri admitanță și se măsoară în regimul de scurtcircuit:

$$\begin{aligned} \underline{Y}_{11} &= \left(\underline{I}_1 / \underline{U}_1 \right) \Big|_{\underline{U}_2=0} \text{ este admitanța de intrare cu ieșirea în scurtcircuit;} \\ \underline{Y}_{12} &= \left(\underline{I}_1 / \underline{U}_2 \right) \Big|_{\underline{U}_1=0} \text{ este admitanța de reacție (transfer de la ieșire spre intrare) cu intrarea în scurtcircuit;} \\ \underline{Y}_{21} &= \left(\underline{I}_2 / \underline{U}_1 \right) \Big|_{\underline{U}_2=0} \text{ este admitanța de transfer cu ieșirea în scurtcircuit;} \\ \underline{Y}_{22} &= \left(\underline{I}_2 / \underline{U}_2 \right) \Big|_{\underline{U}_1=0} \text{ este admitanța de ieșire cu intrarea în scurtcircuit.} \end{aligned}$$

Sistemul de ecuații (10.3) se reprezintă prin schema echivalentă cu generatori de curent dependenți (fig. 10.3, *b*). De asemenea, sistemul (10.3) poate fi pus sub formă matriceală

$$\| \underline{I} \| = \| \underline{Y} \| \cdot \| \underline{U} \|, \quad (10.4)$$

unde $\| \underline{U} \|$ este matricea excitație, $\| \underline{Y} \|$ este matricea admitanță, $\| \underline{I} \|$ este matricea răspuns.

3) *Sistemul de parametri H*. Considerînd variabile independente pe \underline{I}_1 și \underline{U}_2 , rezultă sistemul de ecuații

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= \underline{H}_{11} \underline{I}_1 + \underline{H}_{12} \underline{U}_2, \\ \underline{I}_2 &= \underline{H}_{21} \underline{I}_1 + \underline{H}_{22} \underline{U}_2, \end{aligned} \quad (10.5)$$

unde $\underline{H}_{11}, \underline{H}_{12}, \underline{H}_{21}, \underline{H}_{22}$ se numesc parametri hibridi și se măsoară în regim de mers în gol la intrare și scurtcircuit la ieșire;

$$\begin{aligned} \underline{H}_{11} &= \left(\underline{U}_1 / \underline{I}_1 \right) \Big|_{\underline{U}_2=0} \text{ este impedanța de intrare cu ieșirea în scurtcircuit;} \\ \underline{H}_{12} &= \left(\underline{U}_1 / \underline{U}_2 \right) \Big|_{\underline{I}_1=0} \text{ este coeficientul de reacție în tensiune cu intrarea în gol;} \\ \underline{H}_{21} &= \left(\underline{I}_2 / \underline{I}_1 \right) \Big|_{\underline{U}_2=0} \text{ este coeficientul de transfer în curent cu ieșirea în scurtcircuit;} \\ \underline{H}_{22} &= \left(\underline{I}_2 / \underline{U}_2 \right) \Big|_{\underline{I}_1=0} \text{ este admitanța de ieșire cu intrarea în gol.} \end{aligned}$$

Sistemul de ecuații (10.5) se reprezintă prin schema echivalentă din figura 10.3, *c*, care conține un generator de tensiune și unul de curent, ambii dependenți. Sub formă matriceală, sistemul (10.5) se scrie

$$\begin{bmatrix} \underline{U}_1 \\ \underline{I}_2 \end{bmatrix} = \| \underline{H} \| \begin{bmatrix} \underline{I}_1 \\ \underline{U}_2 \end{bmatrix}. \quad (10.6)$$

4) *Sistemul de parametri G*. Alegînd pe \underline{U}_1 și \underline{I}_2 drept variabile independente, rezultă sistemul de ecuații

$$\begin{aligned} \underline{I}_1 &= \underline{G}_{11} \underline{U}_1 + \underline{G}_{12} \underline{I}_2, \\ \underline{U}_2 &= \underline{G}_{21} \underline{U}_1 + \underline{G}_{22} \underline{I}_2, \end{aligned} \quad (10.7)$$

unde $\underline{G}_{11}, \underline{G}_{12}, \underline{G}_{21}, \underline{G}_{22}$ se numesc de asemenea parametri hibridi, însă se determină în condiții de scurtcircuit la intrare și de mers în gol la ieșire.

Sub formă matriceală, (10.7) se scrie

$$\begin{bmatrix} \underline{I}_1 \\ \underline{U}_2 \end{bmatrix} = \| \underline{G} \| \begin{bmatrix} \underline{U}_1 \\ \underline{I}_2 \end{bmatrix}. \quad (10.8)$$

5) *Sistemul de parametri A*. Alegînd $\underline{U}_2, \underline{I}_2$ drept variabile independente, rezultă sistemul de ecuații

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= \underline{A}_{11} \underline{U}_2 - \underline{A}_{12} \underline{I}_2, \\ \underline{I}_1 &= \underline{A}_{21} \underline{U}_2 - \underline{A}_{22} \underline{I}_2, \end{aligned} \quad (10.9)$$

unde $\underline{A}_{11}, \underline{A}_{12}, \underline{A}_{21}, \underline{A}_{22}$ se numesc parametri de transfer (de lanț); $\underline{A}_{11}, \underline{A}_{21}$ se determină în condiții de gol la ieșire, iar $\underline{A}_{12}, \underline{A}_{22}$ se determină în condiții de scurtcircuit la ieșire.

Sub formă matriceală, (10.9) se scrie

$$\begin{bmatrix} \underline{U}_1 \\ \underline{I}_1 \end{bmatrix} = \| \underline{A} \| \cdot \begin{bmatrix} \underline{U}_2 \\ -\underline{I}_2 \end{bmatrix}. \quad (10.10)$$

6) *Sistemul de parametri B*. Dacă se iau $\underline{U}_1, \underline{I}_1$ drept variabile independente, rezultă sistemul de ecuații

$$\begin{aligned} \underline{U}_2 &= \underline{B}_{11} \underline{U}_1 - \underline{B}_{12} \underline{I}_1, \\ \underline{I}_2 &= \underline{B}_{21} \underline{U}_1 - \underline{B}_{22} \underline{I}_1, \end{aligned} \quad (10.11)$$

unde $\underline{B}_{11}, \dots, \underline{B}_{22}$ se numesc de asemenea parametri de transfer, însă se determină în condiții diferite: $\underline{B}_{11}, \underline{B}_{21}$ se determină în condiții de gol la intrare; $\underline{B}_{12}, \underline{B}_{22}$ se determină în condiții de scurtcircuit la intrare.

Sub formă matriceală (10.11) se scrie

$$\begin{bmatrix} \underline{U}_2 \\ \underline{I}_2 \end{bmatrix} = \| \underline{B} \| \cdot \begin{bmatrix} \underline{U}_1 \\ -\underline{I}_1 \end{bmatrix}. \quad (10.12)$$

Pentru sfera de probleme abordate în curs, se vor utiliza în special sistemele de parametri $\underline{Z}, \underline{Y}, \underline{H}$.

Întrucît sistemele de ecuații (10.1), (10.3), (10.5), (10.7), (10.9) și (10.11) pot descrie unul și același cuadripol, între diferitele sisteme de

parametri trebuie să existe relații de corespondență bine determinate. Din ecuațiile (10.2) și (10.4) se observă că matricele $\|Z\|$ și $\|Y\|$ sînt inverse, de unde rezultă:

$$Z_{11} = Y_{22}/\Delta Y, Z_{12} = -Y_{12}/\Delta Y, Z_{21} = -Y_{21}/\Delta Y, Z_{22} = Y_{11}/\Delta Y,$$

$$\text{unde } \Delta Y = Y_{11}Y_{22} - Y_{12}Y_{21};$$

$$Y_{11} = Z_{22}/\Delta Z, Y_{12} = -Z_{12}/\Delta Z, Y_{21} = -Z_{21}/\Delta Z, Y_{22} = Z_{11}/\Delta Z,$$

$$\text{unde } \Delta Z = Z_{11}Z_{22} - Z_{12}Z_{21}.$$

În mod analog se pot stabili relații și între ceilalți parametri. Relațiile dintre parametrii Z, Y, H, A sînt date în tabelul X.1, unde pentru ușurința scrierii, mărimile complexe se scriu nesubliniat.

Tabelul X.1

	$\ Z\ $	$\ Y\ $	$\ H\ $	$\ A\ $
$\ Z\ $	$\begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\Delta Y} \begin{bmatrix} Y_{22} & -Y_{12} \\ -Y_{21} & Y_{11} \end{bmatrix}$	$\frac{1}{H_{22}} \begin{bmatrix} \Delta H & H_{12} \\ -H_{21} & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{A_{21}} \begin{bmatrix} A_{11} & \Delta A \\ 1 & A_{22} \end{bmatrix}$
$\ Y\ $	$\frac{1}{\Delta Z} \begin{bmatrix} Z_{22} & -Z_{12} \\ -Z_{21} & Z_{11} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix}$	$\frac{1}{H_{11}} \begin{bmatrix} 1 & -H_{12} \\ H_{21} & \Delta H \end{bmatrix}$	$\frac{1}{A_{12}} \begin{bmatrix} A_{22} & -\Delta A \\ -1 & A_{11} \end{bmatrix}$
$\ H\ $	$\frac{1}{Z_{22}} \begin{bmatrix} \Delta Z & Z_{12} \\ -Z_{21} & 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{Y_{11}} \begin{bmatrix} 1 & -Y_{12} \\ Y_{21} & \Delta Y \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{bmatrix}$	$\frac{1}{A_{22}} \begin{bmatrix} A_{12} & \Delta A \\ -1 & A_{21} \end{bmatrix}$
$\ A\ $	$\frac{1}{Z_{21}} \begin{bmatrix} Z_{11} & \Delta Z \\ 1 & Z_{22} \end{bmatrix}$	$-\frac{1}{Y_{21}} \begin{bmatrix} Y_{22} & 1 \\ \Delta Y & Y_{11} \end{bmatrix}$	$-\frac{1}{H_{21}} \begin{bmatrix} \Delta H & H_{11} \\ H_{22} & 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix}$

X.3. CONECTAREA CUADRIPOILOR

Pentru deducerea parametrilor cuadripolului rezultat prin interconectarea cuadripolilor componenți se folosește calculul matriceal.

1) *Conectarea în serie.* Pentru acest tip de interconectare este adecvat să se opereze cu parametri Z (fig. 10.4). Curenții care parcurg dipolii de intrare și dipolii de ieșire rămîn neschimbați, $I'_1 = I''_1 = I_1$, $I'_2 = I''_2 = I_2$, iar tensiunile se adună, $U_1 = U'_1 + U''_1$, $U_2 = U'_2 + U''_2$. Ecuațiile matriceale pentru cuadripolii componenți și cel rezultat sînt

$$\|U'\| = \|Z'\| \cdot \|I'\|, \quad (10.13)$$

$$\|U''\| = \|Z''\| \cdot \|I''\|, \quad (10.14)$$

$$\|U\| = \|U'\| + \|U''\| = \|Z\| \cdot \|I\|, \quad (10.15)$$

unde

$$\|Z\| = \|Z'\| + \|Z''\|. \quad (10.16)$$

2) *Conectarea în paralel.* În acest caz este mai comod să se opereze cu parametri Y (fig. 10.5). Tensiunile la bornele de intrare și cele de ieșire

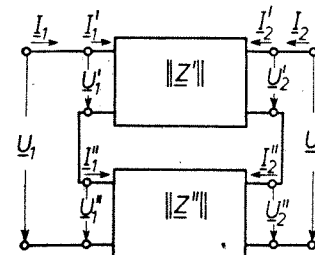


Fig. 10.4. Conectarea în serie a cuadripolilor.

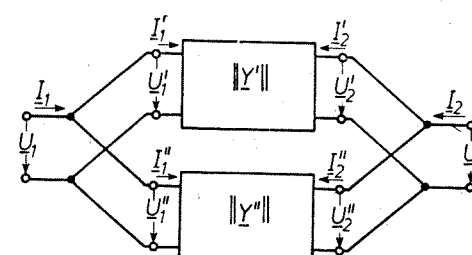


Fig. 10.5. Conectarea în paralel a cuadripolilor.

rămîn neschimbate, $U'_1 = U''_1 = U_1$, $U'_2 = U''_2 = U_2$, iar curenții se adună, $I_1 = I'_1 + I''_1$, $I_2 = I'_2 + I''_2$. Ecuațiile matriceale au forma

$$\|I'\| = \|Y'\| \cdot \|U'\|, \quad (10.17)$$

$$\|I''\| = \|Y''\| \cdot \|U''\|, \quad (10.18)$$

$$\|I\| = \|I'\| + \|I''\| = \|Y\| \cdot \|U\|, \quad (10.19)$$

unde

$$\|Y\| = \|Y'\| + \|Y''\|. \quad (10.20)$$

3) *Conectarea serie-paralel.* Cei doi cuadripoli componenți se conectează serie la intrare și paralel la ieșire (fig. 10.6); în acest caz este comodă utilizarea parametrilor H . Din figură rezultă relațiile

$$U_1 = U'_1 + U''_1, \quad I'_1 = I''_1 = I_1,$$

$$U'_2 = U''_2 = U_2, \quad I_2 = I'_2 + I''_2. \quad (10.21)$$

Cuadripolul rezultat are următoarea formă a ecuației matriceale

$$\begin{bmatrix} U_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U'_1 \\ I'_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} U''_1 \\ I''_2 \end{bmatrix} = \|H'\| \cdot \begin{bmatrix} I'_1 \\ U'_2 \end{bmatrix} + \|H''\| \cdot \begin{bmatrix} I''_1 \\ U''_2 \end{bmatrix} = \|H\| \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ U_2 \end{bmatrix}, \quad (10.22)$$

unde

$$\|H\| = \|H'\| + \|H''\|. \quad (10.23)$$

În cazul conectării paralel-serie se operează cu parametrii G .

4) *Conectarea în lanț (cascadă).* În acest caz se operează cu parametrii \underline{A} (fig. 10.7); după cum rezultă din figură, trebuie să fie satisfăcute relațiile

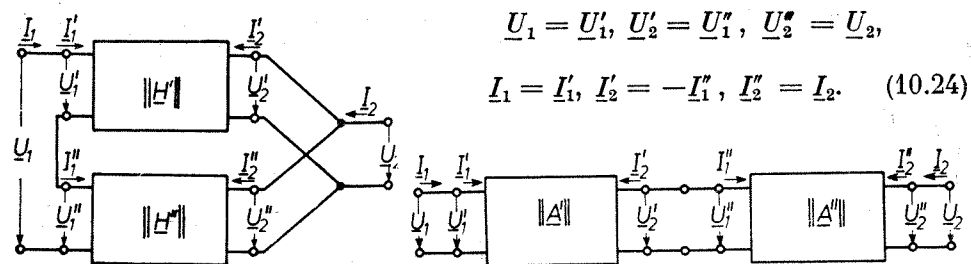


Fig. 10.6. Conectarea serie-paralel a cuadripolilor.

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= \underline{U}'_1, \underline{U}'_2 = \underline{U}''_1, \underline{U}''_2 = \underline{U}_2, \\ \underline{I}_1 &= \underline{I}'_1, \underline{I}'_2 = -\underline{I}''_1, \underline{I}''_2 = \underline{I}_2. \end{aligned} \quad (10.24)$$

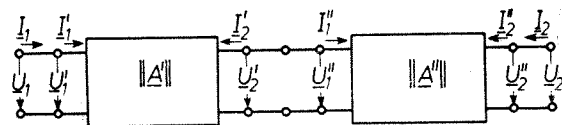


Fig. 10.7. Conectarea în lanț a cuadripolilor.

Scriem ecuațiile pentru fiecare cuadripol sub formă matriceală

$$\begin{bmatrix} \underline{U}'_1 \\ \underline{I}'_1 \end{bmatrix} = \underline{A}' \cdot \begin{bmatrix} \underline{U}'_2 \\ -\underline{I}'_2 \end{bmatrix}, \quad (10.25)$$

$$\begin{bmatrix} \underline{U}''_1 \\ \underline{I}''_1 \end{bmatrix} = \underline{A}'' \cdot \begin{bmatrix} \underline{U}''_2 \\ -\underline{I}''_2 \end{bmatrix} \quad (10.26)$$

și ținând seama de (10.24), rezultă

$$\begin{bmatrix} \underline{U}_1 \\ \underline{I}_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{U}'_1 \\ \underline{I}'_1 \end{bmatrix} = \underline{A}' \cdot \begin{bmatrix} \underline{U}'_2 \\ -\underline{I}'_2 \end{bmatrix} = \underline{A}' \cdot \begin{bmatrix} \underline{U}''_1 \\ \underline{I}''_1 \end{bmatrix} = \underline{A} \cdot \begin{bmatrix} \underline{U}_2 \\ -\underline{I}_2 \end{bmatrix}, \quad (10.27)$$

unde

$$\underline{A} = \underline{A}' \cdot \underline{A}'' \quad (10.28)$$

(înmulțirea matricelor nu este comutativă).

X.4. TIPURI FUNDAMENTALE DE CUADRIPOLI

Din punct de vedere structural, cuadripolii pot fi: a) simetrici și nesimetrici; b) echilibrați și neechilibrați. Cuadripolii simetrici nu-și schimbă comportarea externă când tensiunile \underline{U}_1 și \underline{U}_2 sînt schimbate între ele; pentru aceasta este necesar și suficient să fie satisfăcute relațiile

$$\begin{aligned} \underline{Z}_{11} &= \underline{Z}_{22}, \underline{Z}_{12} = \underline{Z}_{21}, \\ \underline{Y}_{11} &= \underline{Y}_{22}, \underline{Y}_{12} = \underline{Y}_{21}. \end{aligned} \quad (10.29)$$

Prin urmare, circuitul trebuie să satisfacă condițiile de reciprocitate ($\underline{Z}_{12} = \underline{Z}_{21}$, $\underline{Y}_{12} = \underline{Y}_{21}$), iar impedanțele de gol sau de scurtcircuit la bornele 1-1' și 2-2' trebuie să fie egale.

Cuadripolii echilibrați admit un plan de simetrie orizontal între bornele 1-2 și 1'-2'.

1) *Cuadripoli în T și în π .* Presupunem că rețeaua electrică satisface condițiile de reciprocitate. Orice cuadripol, a cărui structură internă nu se

cunoaște, poate fi înlocuit printr-un cuadripol echivalent a cărui comportare externă este identică cu cea a cuadripolului dat inițial. Cei mai răspîndiți cuadripoli echivalenți sînt cuadripolii în T și în π (fig. 10.8).

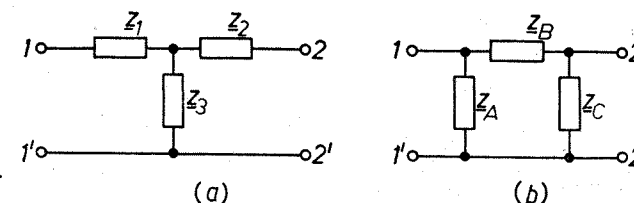


Fig. 10.8. Cuadripolii echivalenți în T și în π .

Pentru determinarea impedanțelor $\underline{Z}_1, \underline{Z}_2, \dots, \underline{Z}_C$ este necesar să se măsoare anumiți parametri ai cuadripolului inițial; de obicei, parametrii măsurați sînt impedanțele și admitanțele de gol și de scurtcircuit la intrare și ieșire.

Pentru schema din figura 10.8, a avem

$$\underline{Z}_{1s} = \underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 \underline{Z}_3 / (\underline{Z}_2 + \underline{Z}_3), \quad (10.30)$$

$$\underline{Z}_{1g} = \underline{Z}_1 + \underline{Z}_3, \quad (10.31)$$

$$\underline{Z}_{2s} = \underline{Z}_2 + \underline{Z}_1 \underline{Z}_3 / (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_3), \quad (10.32)$$

$$\underline{Z}_{2g} = \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3. \quad (10.33)$$

Analog, pentru schema din figura 10.8, b avem

$$\underline{Z}_{1s} = \underline{Z}_A \underline{Z}_B / (\underline{Z}_A + \underline{Z}_B), \quad (10.34)$$

$$\underline{Z}_{1g} = \frac{\underline{Z}_A (\underline{Z}_B + \underline{Z}_C)}{\underline{Z}_A + \underline{Z}_B + \underline{Z}_C}, \quad (10.35)$$

$$\underline{Z}_{2s} = \underline{Z}_B \underline{Z}_C / (\underline{Z}_B + \underline{Z}_C), \quad (10.36)$$

$$\underline{Z}_{2g} = \frac{\underline{Z}_C (\underline{Z}_A + \underline{Z}_B)}{\underline{Z}_A + \underline{Z}_B + \underline{Z}_C}. \quad (10.37)$$

Din relațiile (10.30), (10.31) și (10.33) scoatem

$$\underline{Z}_1 = \underline{Z}_{1g} - \sqrt{\underline{Z}_{2g} (\underline{Z}_{1g} - \underline{Z}_{1s})}, \quad (10.38)$$

$$\underline{Z}_2 = \underline{Z}_{2g} - \sqrt{\underline{Z}_{2g} (\underline{Z}_{1g} - \underline{Z}_{1s})}, \quad (10.39)$$

$$\underline{Z}_3 = \sqrt{\underline{Z}_{2g} (\underline{Z}_{1g} - \underline{Z}_{1s})}, \quad (10.40)$$

iar din relațiile (10.34), (10.35), și (10.36)

$$\underline{Z}_A = \frac{\underline{Z}_{1s} \underline{Z}_{2g}}{\underline{Z}_{2g} - \sqrt{\underline{Z}_{2g} (\underline{Z}_{1g} - \underline{Z}_{1s})}}, \quad (10.41)$$

$$\underline{Z}_B = \underline{Z}_{1s} \underline{Z}_{2g} / \sqrt{\underline{Z}_{2g} (\underline{Z}_{1g} - \underline{Z}_{1s})}, \quad (10.42)$$

$$\underline{Z}_C = \frac{\underline{Z}_{1s} \underline{Z}_{2g}}{\underline{Z}_{1g} - \sqrt{\underline{Z}_{2g} (\underline{Z}_{1g} - \underline{Z}_{1s})}}. \quad (10.43)$$

Echivalența dintre cuadripolii în T și în π poate fi dedusă prin egalarea relațiilor (10.30) cu (10.34), (10.31) cu (10.35) și (10.33) cu (10.37). Rezolvind sistemul în raport cu $\underline{Z}_1, \underline{Z}_2, \underline{Z}_3$ găsim

$$\underline{Z}_1 = \underline{Z}_A \underline{Z}_B / \Sigma \underline{Z}, \quad \underline{Z}_2 = \underline{Z}_B \underline{Z}_C / \Sigma \underline{Z}, \quad \underline{Z}_3 = \underline{Z}_C \underline{Z}_A / \Sigma \underline{Z}, \quad (10.44)$$

unde $\Sigma \underline{Z} = \underline{Z}_A + \underline{Z}_B + \underline{Z}_C$.

Rezolvind sistemul în raport cu $\underline{Z}_A, \underline{Z}_B, \underline{Z}_C$ găsim

$$\underline{Z}_A = \Pi \underline{Z} / \underline{Z}_2, \quad \underline{Z}_B = \Pi \underline{Z} / \underline{Z}_3, \quad \underline{Z}_C = \Pi \underline{Z} / \underline{Z}_1, \quad (10.45)$$

unde $\Pi \underline{Z} = \underline{Z}_1 \underline{Z}_2 + \underline{Z}_1 \underline{Z}_3 + \underline{Z}_2 \underline{Z}_3$.

Fig. 10.9. Cuadripol în punte.

2) *Cuadripoli în punte sau în X*. Orice cuadripol simetric poate fi reprezentat printr-un cuadripol în punte format din elemente fizic realizabile (fig. 10.9). Pentru acest cuadripol avem

$$\underline{Z}_{11} = \underline{Z}_{22} = (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2)/2, \quad \underline{Z}_{12} = \underline{Z}_{21} = (\underline{Z}_2 - \underline{Z}_1)/2, \quad (10.46)$$

$$\underline{Y}_{11} = \underline{Y}_{22} = (\underline{Y}_1 + \underline{Y}_2)/2, \quad \underline{Y}_{12} = \underline{Y}_{21} = (\underline{Y}_2 - \underline{Y}_1)/2. \quad (10.47)$$

X.5. PARAMETRII CARACTERISTICI AI CUADRIPOULUI

Considerăm un cuadripol liniar și pasiv, la intrarea căruia este conectat un generator având impedanța internă \underline{Z}_i , iar la ieșire este conectată sarcina \underline{Z}_s (fig. 10.10). Pentru simplitatea scrierii relațiilor, în cazul conectării în lanț, sensul curentului \underline{I}_2 se ia de la cuadripol spre sarcină; în acest caz, ecuațiile (10.9) cu parametrii de transfer A devin

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= A_{11} \underline{U}_2 + A_{12} \underline{I}_2, \\ \underline{I}_1 &= A_{21} \underline{U}_2 + A_{22} \underline{I}_2 \end{aligned} \quad (10.48)$$

(în cadrul acestui paragraf, parametrii $\underline{A}, \underline{Z}, \underline{Y}$, deși mărimi complexe, vor fi scrise fără subliniere în scopul simplificării scrierii).

Principalii parametri caracteristici ai cuadripolului sînt: impedanțele de intrare și ieșire, impedanțele caracteristice, coeficientul de transformare și constanta de transfer. Impedanța de intrare văzută de la bornele 1-1' este definită prin relația

$$\underline{Z}_{in1} = \frac{\underline{U}_1}{\underline{I}_1} = \frac{A_{11} \underline{U}_2 + A_{12} \underline{I}_2}{A_{21} \underline{U}_2 + A_{22} \underline{I}_2}; \quad (10.49)$$

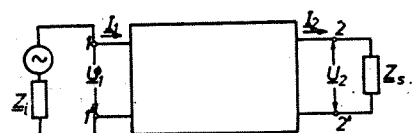


Fig. 10.10. Cuadripol avînd conectate generatorul și impedanța de sarcină.

avînd în vedere că $\underline{Z}_s = \underline{U}_2 / \underline{I}_2$, se obține

$$\underline{Z}_{in1} = \frac{A_{11} \underline{Z}_s + A_{12}}{A_{21} \underline{Z}_s + A_{22}}. \quad (10.50)$$

Impedanța de intrare văzută de la bornele 2-2' se determină în condițiile cînd la aceste borne se conectează un generator, iar la bornele 1-1', rămîne conectată numai impedanța \underline{Z}_i ; în acest caz, ecuațiile (10.48) devin (se schimbă sensul de transmitere a energiei, deci și a curenților)

$$\begin{aligned} \underline{U}_1 &= A_{11} \underline{U}_2 - A_{12} \underline{I}_2, \\ \underline{I}_1 &= A_{21} \underline{U}_2 - A_{22} \underline{I}_2, \end{aligned} \quad (10.51)$$

iar impedanța are expresia

$$\underline{Z}_{in2} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{I}_2} = \frac{A_{22} \underline{U}_1 + A_{12} \underline{I}_1}{A_{21} \underline{U}_1 + A_{11} \underline{I}_1} = \frac{A_{22} \underline{Z}_i + A_{12}}{A_{21} \underline{Z}_i + A_{11}}, \quad (10.52)$$

unde $\underline{Z}_i = \underline{U}_1 / \underline{I}_1$.

Dacă $\underline{Z}_{in1} = \underline{Z}_i$ și $\underline{Z}_{in2} = \underline{Z}_s$, atunci se introduc notațiile $\underline{Z}_{in1} = \underline{Z}_i = \underline{Z}_{01}$, $\underline{Z}_{in2} = \underline{Z}_s = \underline{Z}_{02}$ și conform relațiilor (10.50) și (10.52) se poate scrie

$$\underline{Z}_{01} = \frac{A_{11} \underline{Z}_{02} + A_{12}}{A_{21} \underline{Z}_{02} + A_{22}}, \quad (10.53)$$

$$\underline{Z}_{02} = \frac{A_{22} \underline{Z}_{01} + A_{12}}{A_{21} \underline{Z}_{01} + A_{11}} \quad (10.54)$$

sau rezolvînd în raport cu $\underline{Z}_{01}, \underline{Z}_{02}$

$$\underline{Z}_{01} = \sqrt{A_{11} A_{12} / A_{21} A_{22}}, \quad (10.55)$$

$$\underline{Z}_{02} = \sqrt{A_{12} A_{22} / A_{11} A_{21}}. \quad (10.56)$$

Impedanțele $\underline{Z}_{01}, \underline{Z}_{02}$ se numesc *impedanțe caracteristice* ale cuadripolului văzute de la bornele de intrare, respectiv ieșire.

Impedanțele caracteristice pot fi exprimate în funcție de impedanțele de mers în gol și de scurtcircuit, care pot fi determinate experimental. Impedanța de intrare la bornele 1-1' în condiții de gol la ieșire ($\underline{Z}_s = \infty$) este

$$\underline{Z}_{1g} = \underline{Z}_{11} = A_{11} / A_{21}, \quad (10.57)$$

iar impedanța de intrare în condiții de scurtcircuit la ieșire este

$$\underline{Z}_{1s} = A_{12} / A_{22}. \quad (10.58)$$

Ținînd seama de (10.55), rezultă

$$\underline{Z}_{01} = \sqrt{\underline{Z}_{1g} \underline{Z}_{1s}}, \quad (10.59)$$

deci impedanța caracteristică la bornele 1-1' este egală cu media geometrică a impedanțelor de gol și de scurtcircuit la aceste borne.

În mod analog, pentru bornele 2-2' se poate scrie

$$Z_{2g} = Z_{22} = A_{22}/A_{12}, \quad (10.60)$$

$$Z_{2s} = A_{21}/A_{11}, \quad (10.61)$$

$$Z_{02} = \sqrt{Z_{2g}Z_{2s}}, \quad (10.62)$$

deci impedanța caracteristică văzută de la bornele 2-2' este egală cu media geometrică a impedanțelor de gol și de scurtcircuit la aceste borne.

Condițiile în care cuadripolul este încărcat la bornele de intrare și de ieșire cu impedanțe egale cu cele caracteristice se numesc condiții de lucru cu adaptare pe impedanțe imagine sau simplu conectare adaptată. Un cuadripol încărcat la o pereche de borne cu o impedanță egală cu impedanța caracteristică pentru bornele considerate are la cealaltă pereche de borne o impedanță de intrare egală cu impedanța caracteristică pentru aceste borne, adică dacă $Z_s = Z_{02}$, atunci $Z_{in1} = Z_{01}$ și invers, dacă $Z_i = Z_{01}$, atunci $Z_{in2} = Z_{02}$. Într-adevăr, dacă în (10.50) punem $Z_s = Z_{02}$, rezultă

$$Z_{in1} = \frac{A_{11}Z_{02} + A_{12}}{A_{21}Z_{02} + A_{22}} = Z_{01} \frac{A_{11}Z_{02} + A_{12}}{A_{21}Z_{01}Z_{02} + A_{22}Z_{01}} \quad (10.63)$$

și ținând seama de (10.55), (10.56), se obțin $Z_{in1} = Z_{01}$. Dacă cuadripolul este încărcat la bornele 1-1' cu impedanța Z_{01} , atunci la bornele 2-2' se obține $Z_{in2} = Z_{02}$.

Din relațiile (10.55) și (10.56) se obține raportul

$$n = \sqrt{Z_{01}/Z_{02}} = \sqrt{A_{11}/A_{22}}, \quad (10.64)$$

unde n se numește *coeficient de transformare*. În cazul cînd sînt satisfăcute condițiile de adaptare avem

$$Z_{in1} = Z_{01} = n^2 Z_{02} = n^2 Z_s, \quad (10.65)$$

deci cuadripolul adaptat reprezintă un transformator de impedanță. Dacă cuadripolul este simetric, adică $A_{11} = A_{22}$, atunci din (10.55) și (10.56) rezultă

$$Z_{01} = Z_{02} = Z_0 = \sqrt{A_{12}/A_{21}}, \quad n = 1, \quad (10.66)$$

deci cuadripolul simetric adaptat nu transformă impedanțe; în acest caz, $Z_{in} = Z_0 = Z_s$.

În cazul cuadripolului adaptat, circulația semnalelor (transmiterea energiei) poate fi complet caracterizată prin *constanta de transfer a cuadripolului*, care se notează prin $k_0 = \beta - j\alpha$, unde α este *constanta de atenuare* (sau simplu, *atenuarea*) și caracterizează gradul de variație a amplitudinii tensiunii sau curentului la trecerea prin cuadripol, iar β este *constanta de fază* și arată defazajul dintre semnalul de ieșire și cel de intrare.

X.6. CONECTAREA ÎN LANȚ A CUADRIPOILOR

Considerăm un cuadripol adaptat și urmărim să determinăm raporturile U_2/U_1 și I_2/I_1 . Din ecuațiile (10.48) se obține

$$U_1 = (A_{11} + A_{12}I_2/U_2)U_2, \quad (10.67)$$

$$I_1 = (A_{21}U_2/I_2 + A_{22})I_2. \quad (10.68)$$

Avînd în vedere că $U_2/I_2 = Z_s = Z_{02}$, rezultă

$$U_1/U_2 = A_{11} + A_{12}/Z_{02}, \quad I_1/I_2 = A_{21}Z_{02} + A_{22} \quad (10.69)$$

și ținînd cont de (10.56) se poate scrie

$$U_2/U_1 = \sqrt{A_{22}/A_{11}} (\sqrt{A_{11}A_{22}} + \sqrt{A_{12}A_{21}})^{-1}, \quad (10.70)$$

$$I_2/I_1 = \sqrt{A_{11}/A_{22}} (\sqrt{A_{11}A_{22}} + \sqrt{A_{12}A_{21}})^{-1}. \quad (10.71)$$

Constanta de transfer în sens direct se definește prin relația

$$e^{-jk_{0+}} = (\sqrt{A_{11}A_{22}} + \sqrt{A_{12}A_{21}})^{-1} \quad (10.72)$$

sau

$$k_{0+} = -j \ln(\sqrt{A_{11}A_{22}} + \sqrt{A_{12}A_{21}}). \quad (10.73)$$

În mod similar, constanta de transfer în sens invers este

$$k_{0-} = -j \ln[(\sqrt{A_{11}A_{22}} + \sqrt{A_{12}A_{21}})/\|A\|]. \quad (10.74)$$

În cazul cuadripolilor reciproci avem $\|A\| = A_{11}A_{22} - A_{12}A_{21} = 1$, deci $k_{0+} = k_{0-} = k_0$; ținînd seama de (10.72), se poate scrie

$$\cos k_0 = \sqrt{A_{11}A_{22}}, \quad (10.75)$$

$$\sin k_0 = -j\sqrt{A_{12}A_{21}} \quad (10.76)$$

sau

$$\operatorname{tg} k_0 = -j\sqrt{\frac{A_{12}A_{21}}{A_{11}A_{22}}} = -j\sqrt{\frac{Z_{1s}}{Z_{1g}}} = -j\sqrt{\frac{Z_{2s}}{Z_{2g}}}. \quad (10.77)$$

În cazul unui cuadripol simetric și reciproc, adaptat la intrare și ieșire avem $A_{11} = A_{22}$, $Z_{01} = Z_{02} = Z_0$ și $A_{12}A_{21} = 1 - A_{11}^2$. Ținînd seama de aceste egalități și de relațiile (10.75), (10.76), ecuațiile (10.48), devin

$$U_1 = U_2 \cos k_0 + jI_2Z_0 \sin k_0, \quad (10.78)$$

$$I_1 = I_2 \cos k_0 + j(U_2/Z_0) \sin k_0. \quad (10.79)$$

După cum rezultă din (10.70) și (10.71), în acest caz, coeficientul de transfer al tensiunii este egal cu coeficientul de transfer al curentului

$$K(j\omega) = \frac{U_2}{U_1} = \frac{I_2}{I_1} = e^{-jk_0}, \quad (10.80)$$

iar constanta de transfer are expresia

$$k_0 = j \ln K(j\omega) = j \ln \frac{U_2}{U_1} = j \ln \frac{I_2}{I_1}, \quad (10.81)$$

deci *constanta de transfer a unui cuadripol simetric, reciproc și adaptat se determină ca logaritmul natural al coeficientului de transfer al tensiunii sau curentului*. Avînd în vedere relația

$$K(j\omega) = K(\omega)e^{-j\varphi} = e^{-jk_0} = e^{-\alpha}e^{-j\beta}, \quad (10.82)$$

avem

$$K(\omega) = e^{-\alpha}, \quad \varphi = \beta; \quad (10.83)$$

prin urmare, constanta de transfer permite determinarea modulului și fazei coeficientului de transfer.

Considerăm o rețea de n cuadripoli simetrici, având aceeași impedanță caracteristică, conectați în lanț (fig. 10.11) și presupunem că sînt realizate

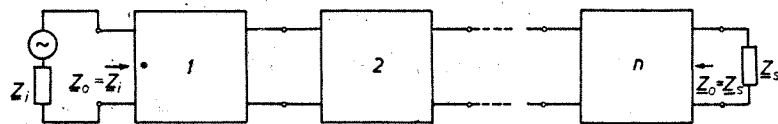


Fig. 10.11. Lanț de n cuadripoli.

condițiile de adaptare. Dacă ultimul cuadripol se termină pe o impedanță de sarcină egală cu impedanța caracteristică, $Z_s = Z_0$, atunci la fiecare joncțiune dintre doi cuadripoli impedanța văzută spre dreapta este egală tot cu Z_0 . Cuadripolul rezultat are impedanța caracteristică Z_{01} , iar constanta de transfer a întregului lanț este egală cu suma constantelor de transfer ai tuturor cuadripolilor componenți

$$\underline{k}_n = \sum_{i=1}^n \underline{k}_{0i}. \quad (10.84)$$

Într-adevăr, făcînd raportul dintre tensiunea de ieșire \underline{U}_{n+1} și cea de intrare \underline{U}_1 rezultă

$$\frac{\underline{U}_{n+1}}{\underline{U}_1} = \frac{\underline{U}_2}{\underline{U}_1} \cdot \frac{\underline{U}_3}{\underline{U}_2} \cdot \dots \cdot \frac{\underline{U}_n}{\underline{U}_{n-1}} \cdot \frac{\underline{U}_{n+1}}{\underline{U}_n} = e^{-j\underline{k}_{01}} \cdot e^{-j\underline{k}_{02}} \cdot \dots \cdot e^{-j\underline{k}_{0n}} = e^{-j\underline{k}_n}. \quad (10.85)$$

Dacă cuadripolii sînt identici avem

$$\underline{k}_n = n\underline{k}_0 = n\beta - jn\alpha. \quad (10.86)$$

În telecomunicații, totdeauna se realizează o conexiune adaptată a cuadripolilor, adică impedanța de sarcină și impedanța internă a generatorului de semnal sînt egale cu impedanța caracteristică. Este ușor de observat că orice linie de transmisie uniformă, terminată pe impedanța caracteristică poate fi echivalentă cu un lanț de cuadripoli simetrici.

X.7. FILTRE ELECTRICE

X.7.1. Parametrii filtrelor electrice

Filtrele electrice sînt constituite din cuadripoli liniari și pasivi cu proprietăți selective foarte puternic pronunțate. În banda de trecere, atenuarea este foarte mică și aproximativ constantă, iar în banda de oprire, atenuarea este foarte mare. În cazul filtrelor ideale ce conțin numai elemente reactive L , M , C , atenuarea este zero în banda de trecere, căci așa cum rezultă din (10.83), $K(\omega) = e^{-\alpha} = 1$, adică $\alpha = 0$.

După banda de frecvențe transmisă, filtrele se împart în patru categorii: 1) *filtre trece jos* la care banda de frecvență transmisă este cuprinsă între 0

și o frecvență limită superioară; 2) *filtre trece sus* la care banda de frecvență transmisă este cuprinsă între o frecvență limită inferioară și o frecvență infinit mare; 3) *filtre trece bandă* la care banda de frecvență transmisă este cuprinsă între o frecvență limită inferioară și o frecvență limită superioară; 4) *filtre oprește bandă* care transmit fără atenuare toate componentele exceptînd cele a căror frecvență este cuprinsă între o frecvență limită inferioară și o frecvență limită superioară, care sînt puternic atenuate.

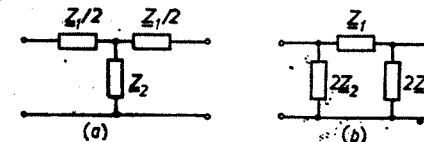


Fig. 10.12. Secțiuni primare de filtru: a - în T; b - în π .

Cele mai răspîndite în practică sînt *filtrele convenționale în scară* care constau dintr-o structură iterativă de celule primare; fiecare celulă primară (secțiune) poate fi privită ca un cuadripol în T (fig. 10.12, a) sau în π (fig. 10.12, b). Filtrul constituit din secțiuni în T începe și se termină cu impedanțe serie de valoare $Z_1/2$ (fig. 10.13, a); filtrul constituit din secțiuni în π începe și se termină cu impedanțe paralele de valoare $2Z_2$ (fig. 10.13, b). Matricele de transfer ale secțiunilor în T și în π sînt

$$\|A\|_T = \begin{vmatrix} 1 + Z_1/2Z_2 & Z_1 + Z_1^2/4Z_2 \\ 1/Z_2 & 1 + Z_1/2Z_2 \end{vmatrix}, \quad (10.87)$$

$$\|A\|_\pi = \begin{vmatrix} 1 + Z_1/2Z_2 & Z_1 \\ 1/Z_2 + Z_1/4Z_2^2 & 1 + Z_1/2Z_2 \end{vmatrix}. \quad (10.88)$$

Rezultă că secțiunile în T și în π , fiind cuadripoli simetrici și reciproci, au aceeași constantă de transfer; într-adevăr, în acest caz

$$\cos \underline{k}_0 = A_{11} = 1 + Z_1/2Z_2. \quad (10.89)$$

În banda de trecere avem $\alpha = 0$ și $\underline{k}_0 = \beta$, prin urmare

$$\cos \underline{k}_0 = \cos \beta = A_{11}; \quad (10.90)$$

deci banda de trecere a filtrului se determină din relația

$$-1 \leq A_{11} \leq 1 \quad (10.91)$$

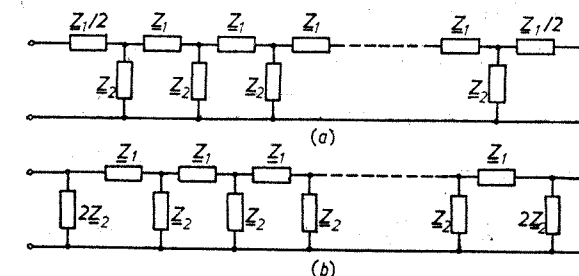


Fig. 10.13. Filtre convenționale în scară: a - cu secțiuni în T; b - cu secțiuni în π .

sau ținînd seama de (10.87), (10.88)

$$-1 \leq 1 + Z_1/2Z_2 \leq 1, \quad (10.92)$$

$$-1 \leq Z_1/4Z_2 \leq 0. \quad (10.93)$$

Din ultima relație rezultă că impedanțele Z_1 și Z_2 trebuie să fie de natură diferită; considerînd celulele primare ideale, Z_1 și Z_2 sînt reactanțe pure de natură opusă; dacă Z_1 este o reactanță inductivă, Z_2 este o reactanță capacitivă și viceversa. În acest caz (10.90) devine

$$\cos \beta = 1 - |Z_1|/2|Z_2| \quad (10.94)$$

sau

$$\sin \frac{\beta}{2} = \pm \frac{1}{2} \sqrt{|Z_1|/|Z_2|}, \quad (10.95)$$

de unde scoatem valoarea constantei de fază

$$\beta = \pm 2 \arcsin \frac{1}{2} \sqrt{|Z_1|/|Z_2|}. \quad (10.96)$$

Deci, în banda de trecere a filtrului ideal, $\alpha = 0$, iar β poate lua valori între $-\pi$ și $+\pi$ (se ține cont de condiția 10.93). Trebuie observat că în banda de trecere, caracteristica de fază are o pantă pozitivă.

În banda de oprire avem $\alpha \neq 0$, deci

$$k_0 = \beta - j\alpha \quad (10.97)$$

și (10.89) ia forma

$$\cos(\beta - j\alpha) = \cos \beta \operatorname{ch} \alpha + j \sin \beta \operatorname{sh} \alpha = 1 - |Z_1|/2|Z_2|, \quad (10.98)$$

de unde rezultă egalitățile

$$\sin \beta \operatorname{sh} \alpha = 0, \quad (10.99)$$

$$\cos \beta \operatorname{ch} \alpha = 1 - |Z_1|/2|Z_2|. \quad (10.100)$$

Dat fiind că $\alpha \neq 0$ și $\operatorname{sh} \alpha \neq 0$, din (10.99) rezultă $\sin \beta = 0$, deci $\beta = 0, \pi, -\pi$. Din (10.100) reiese că $\cos \beta \operatorname{ch} \alpha < 1$; dar $\alpha \neq 0$ și $\operatorname{ch} \alpha > 1$, deci constanta de fază poate lua numai valorile $\beta = \pm \pi$. În aceste condiții, din (10.100) rezultă

$$\operatorname{ch} \alpha = |Z_1|/2|Z_2| - 1, \quad (10.101)$$

de unde

$$\alpha = 2 \operatorname{arcch} \sqrt{|Z_1|/4|Z_2|}. \quad (10.102)$$

Impedanța caracteristică a secțiunii în T, conform relației (10.66), este

$$Z_{0T} = \sqrt{Z_1 Z_2 (1 + Z_1/4Z_2)} = \sqrt{Z_1 Z_2 (1 - |Z_1|/4|Z_2|)}. \quad (10.103)$$

Ținînd seama de condițiile la limită (10.93), pentru limitele benzii de trecere avem

$$Z_{0T} = 0 \text{ cînd } |Z_1|/4|Z_2| = 1; \quad (10.104)$$

$$Z_{0T} = \sqrt{Z_1 Z_2} \text{ cînd } |Z_1|/4|Z_2| = 0. \quad (10.105)$$

Impedanța caracteristică a secțiunii în π este

$$Z_{0\pi} = \sqrt{Z_1 Z_2 / (1 + Z_1/4Z_2)} = \sqrt{Z_1 Z_2 / (1 - |Z_1|/4|Z_2|)}; \quad (10.106)$$

valorile lui $Z_{0\pi}$ la limitele benzii de trecere sînt

$$Z_{0\pi} = Z_1 Z_2 \text{ cînd } |Z_1|/4|Z_2| = 0; \quad (10.107)$$

$$Z_{0\pi} = \infty \text{ cînd } |Z_1|/4|Z_2| = 1. \quad (10.108)$$

Dacă produsul impedanțelor Z_1 și Z_2 nu depinde de frecvență, adică $Z_1 Z_2 = \text{const.}$, se obține un *filtru de tip k*; celulele primare componente se numesc *celule de tip k*.

X.7.2. Tipuri de filtre

Pentru stabilirea proprietăților unui filtru trebuie determinate variațiile în funcție de frecvență ale constantei de atenuare, constantei de fază și impedanței caracteristice; în acest paragraf se prezintă principalele tipuri de filtre LC în scară.

a) *Filtrul trece jos*. Acest filtru poate fi realizat cu secțiuni în T (fig. 10.14, a) sau cu secțiuni în π (fig. 10.14, b). Referindu-ne la filtrul cu secțiuni în T, se observă că impedanțele Z_1 și Z_2 au valorile (fig. 10.15, a):

$$Z_1 = j\omega L, \quad Z_2 = 1/j\omega C, \quad Z_1 Z_2 = L/C. \quad (10.109)$$

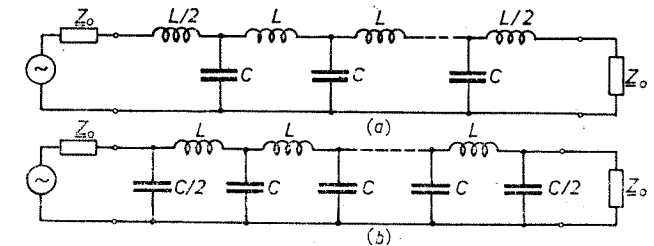


Fig. 10.14. Filtre trece jos:
a - cu secțiuni în T; b - cu
secțiuni în π .

Banda de trecere a filtrului se determină din inegalitatea

$$-1 \leq Z_1/4Z_2 = -\omega^2 LC/4 \leq 0. \quad (10.110)$$

Notăm $2/\sqrt{LC} = \omega_i$, unde ω_i se numește *frecvență limită* sau *frecvență de tăiere*; în acest caz, (10.110) devine

$$0 \leq \omega^2/\omega_i^2 \leq 1, \quad 0 \leq \omega \leq \omega_i; \quad (10.111)$$

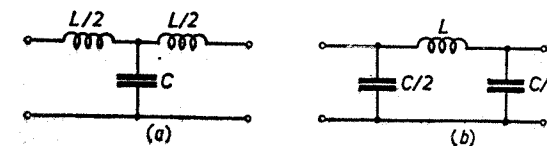


Fig. 10.15. Secțiuni primare ale filtrelor trece jos.

prin urmare, filtrul ideal trece jos transmite fără atenuare banda de frecvențe cuprinsă între 0 și ω_i . În banda de trecere avem

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 0, \\ \beta &= 2 \arcsin(\omega/\omega_i) \end{aligned} \right\} \quad (10.112)$$

(s-a luat pentru β semnul $+$, deoarece în banda de trecere, constanta de fază trebuie să aibă pantă pozitivă). În banda de oprire, $\omega > \omega_t$ și conform relației (10.102) rezultă

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 2 \operatorname{arccch} (\omega/\omega_t), \\ \beta &= \pi; \end{aligned} \right\} \quad (10.113)$$

variațiile lui α și β cu frecvența sînt arătate în figura 10.16, a.

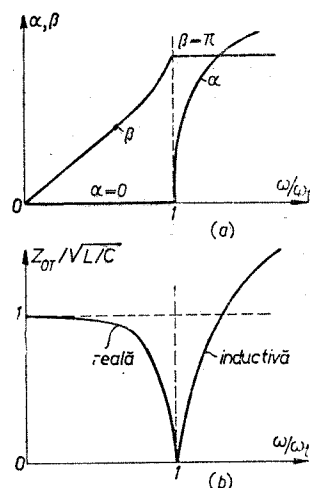


Fig. 10.16. Caracteristicile filtrului trece jos cu secțiuni în T: a — variațiile mărimilor α și β cu frecvența; b — variația impedanței caracteristice Z_{0T} .

Impedanța caracteristică conform relației (10.103) are valoarea

$$Z_{0T} = \sqrt{L/C} \sqrt{1 - (\omega/\omega_t)^2}, \quad (10.114)$$

deci în banda de trecere, Z_{0T} este reală (ohmică), iar în banda de oprire are un caracter inductiv (fig. 10.16, b).

În cazul filtrului cu secțiuni în π , impedanțele Z_1 și Z_2 au aceeași valoare (fig. 10.15, b) ca la secțiunea în T, prin urmare banda de trecere și variațiile lui α și β cu frecvența sînt la fel ca la filtrul cu secțiuni în T. Diferă numai legea de variație a impedanței caracteristice și anume conform relației (10.106) avem

$$Z_{0\pi} = \sqrt{L/C} / \sqrt{1 - (\omega/\omega_t)^2}; \quad (10.115)$$

graficele lui $Z_{0\pi}$ sînt arătate în figura 10.17.

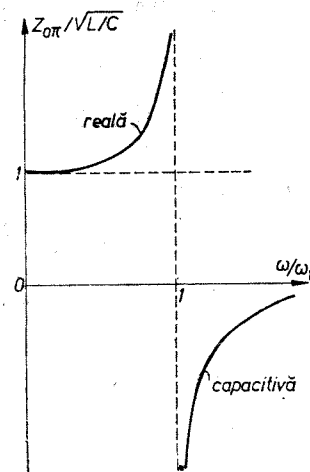


Fig. 10.17. Variația impedanței caracteristice $Z_{0\pi}$ a filtrului trece jos cu secțiuni în π .

b) Filtrul trece sus compus din secțiuni în T (fig. 10.18) are următoarele valori pentru impedanțe

$$Z_1 = 1/j\omega C, \quad Z_2 = j\omega L, \quad Z_1 Z_2 = L/C. \quad (10.116)$$

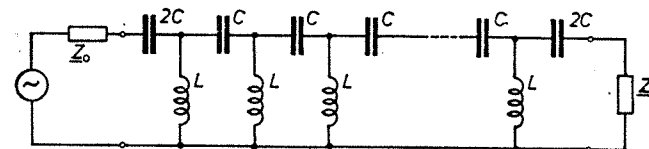


Fig. 10.18. Filtrul trece sus cu secțiuni în T.

Banda de trecere se determină din inegalitatea

$$-1 \leq Z_1/4Z_2 = -1/4\omega^2 LC = -(\omega_t/\omega)^2 \leq 0; \quad (10.117)$$

luînd mărimile inverse, ultima inegalitate se scrie sub forma

$$1 \leq \omega^2/\omega_t^2 \leq \infty, \quad \omega_t \leq \omega \leq \infty, \quad (10.118)$$

deci, filtrul ideal trece sus transmite fără atenuare toate frecvențele mai mari decît frecvența de tăiere. În banda de trecere avem

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 0, \\ \beta &= -2 \arcsin (\omega_t/\omega), \end{aligned} \right\} \quad (10.119)$$

iar în banda de oprire ($\omega < \omega_t$) se obține

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= 2 \operatorname{arccch} (\omega_t/\omega), \\ \beta &= -\pi. \end{aligned} \right\} \quad (10.120)$$

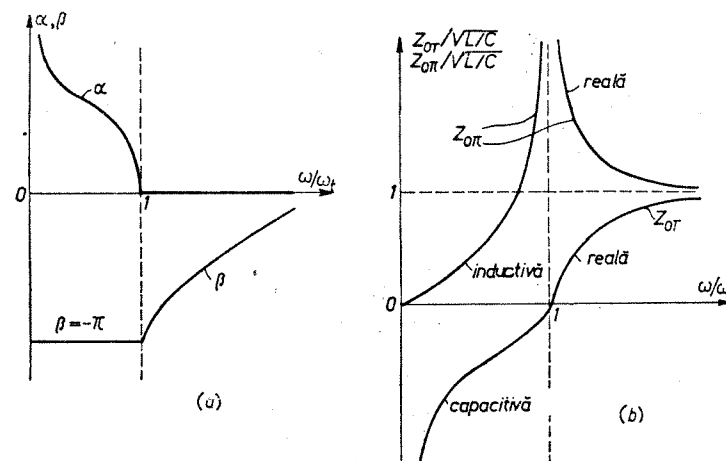


Fig. 10.19. Caracteristicile filtrului trece sus: a — variațiile mărimilor α și β cu frecvența; b — variația impedanțelor caracteristice Z_{0T} și $Z_{0\pi}$.

Variațiile mărimilor α și β cu frecvența sînt arătate în figura 10.19, a. Conform relației (10.103), impedanța caracteristică este

$$Z_{0T} = \sqrt{L/C} \sqrt{1 - (\omega_t/\omega)^2}; \quad (10.121)$$

în banda de trecere Z_{0T} este real, iar în banda de oprire are un caracter capacitiv (fig. 10.19, b).

Dacă filtrul trece sus este constituit din secțiuni în π , atunci, conform relației (10.106), impedanța caracteristică are expresia

$$Z_{0\pi} = \sqrt{L/C} / \sqrt{1 - (\omega/\omega_0)^2} \quad (10.122)$$

a cărei variație cu frecvența este arătată tot în figura 10.19, b.

c) *Filtrul trece bandă* are banda de trecere limitată atât inferior, cât și superior. Acest filtru poate fi realizat cu secțiuni în T (fig. 10.20, a) sau cu secțiuni în π (fig. 10.20, b). Elementele constitutive ale impedanței Z_1 sînt conectate în serie, iar elementele constitutive ale impedanței Z_2 sînt conectate în paralel. Expresiile lui Z_1 și Z_2 sînt

$$Z_1 = j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} = \frac{1}{j\omega C_1} (1 - \omega^2 L_1 C_1), \quad (10.123)$$

$$Z_2 = \frac{1}{j\omega C_2 + 1/j\omega L_2} = j\omega L_2 \frac{1}{1 - \omega^2 L_2 C_2}. \quad (10.124)$$

Considerînd că frecvențele de rezonanță ale circuitelor serie și paralel sînt egale, adică $1/\sqrt{L_1 C_1} = 1/\sqrt{L_2 C_2} = \omega_0$, rezultă

$$Z_1 = \frac{1}{j\omega C_1} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right), \quad (10.125)$$

$$Z_2 = \frac{j\omega L_2}{(1 - \omega^2/\omega_0^2)}, \quad (10.126)$$

$$Z_1 Z_2 = L_2 / C_1. \quad (10.127)$$

Frecvențele de tăiere care limitează banda de trecere se determină din inegalitatea (10.93) care aici ia forma

$$-1 \leq \frac{Z_1}{4Z_2} = -\frac{(1 - \omega^2/\omega_0^2)^2}{4\omega^2 L_2 C_1} \leq 0, \quad (10.128)$$

de unde rezultă egalitățile (luînd cazurile limită)

$$4\omega^2 L_2 C_1 = (1 - \omega^2/\omega_0^2)^2, \quad (10.129)$$

$$(1 - \omega^2/\omega_0^2) = 0. \quad (10.130)$$

Rezolvînd (10.129), se obține

$$\omega = \omega_0 (\mp \sqrt{L_2/L_1} \pm \sqrt{1 + L_2/L_1}); \quad (10.131)$$

dat fiind că ω poate fi numai pozitiv, sînt posibile numai următoarele două valori

$$\omega_{1,2} = \omega_0 (\sqrt{1 + L_2/L_1} \pm \sqrt{L_2/L_1}). \quad (10.132)$$

Banda de trecere a filtrului trece bandă are expresia

$$2\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = 2\omega_0 \sqrt{L_2/L_1} = 2/\sqrt{L_1 C_2} \quad (10.133)$$

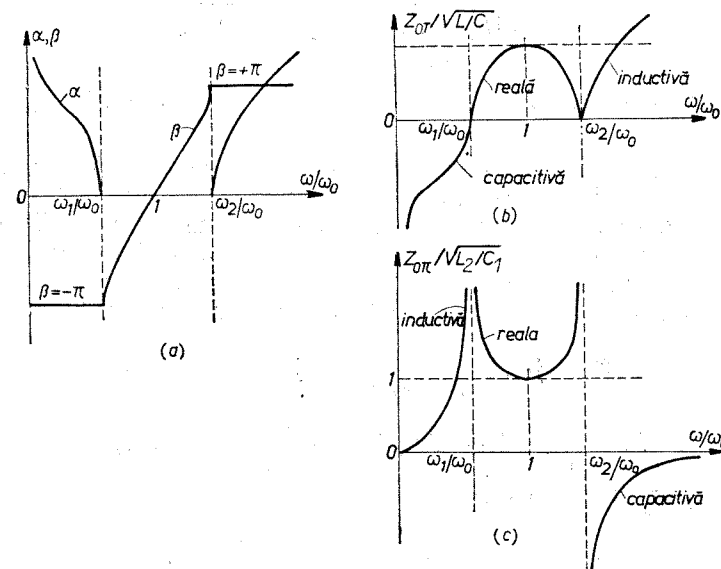


Fig. 10.21. Caracteristicile filtrului trece bandă:
a - variațiile mărimilor α și β cu frecvența; b - variația impedanței caracteristice Z_{0T} ; c - variația impedanței caracteristice $Z_{0\pi}$

și este determinată numai de L_1 și C_2 , nedepinzînd de ω_0 . În banda de trecere $\omega_1 < \omega < \omega_2$, avem

$$\alpha = 0,$$

$$\beta = \pm 2 \arcsin \frac{1}{2} \left| \frac{1 - \omega^2/\omega_0^2}{\omega \sqrt{L_2 C_1}} \right| = \pm 2 \arcsin \left| \frac{\omega^2/\omega_0^2 - 1}{(2\Delta\omega/\omega_0)(\omega/\omega_0)} \right| \quad (10.134)$$

(întrucît $L_1 C_1 = L_2 C_2$, s-a pus $L_2 = L_1 C_1 / C_2$). Dat fiind că panta lui β trebuie să fie pozitivă în banda de trecere, în ultima relație se ia semnul + pentru $\omega > \omega_0$ și semnul - pentru $\omega < \omega_0$. Se poate arăta că ω_0 reprezintă media geometrică a frecvențelor ω_1 și ω_2 . În afara benzii de trecere ($\omega < \omega_1$ și $\omega > \omega_2$), avem

$$\alpha = 2 \operatorname{arccch} \left| \frac{\omega^2/\omega_0^2 - 1}{(2\Delta\omega/\omega_0)(\omega/\omega_0)} \right|, \quad (10.135)$$

$$[\beta = \pm \pi,$$

deci, cu cît banda de trecere este mai îngustă, cu atît atenuarea α este mai mare în banda de oprire. Variațiile mărimilor α și β cu frecvența sînt arătate în figura 10.21, a; din figură se poate trage concluzia că filtrul trece bandă reprezintă o combinație dintre un filtru trece jos și unul trece sus.

Impedanțele caracteristice ale filtrului trece bandă se calculează cu ajutorul relațiilor (10.103), respectiv (10.106). În cazul secțiunii în T rezultă

$$Z_{0T} = \sqrt{\frac{L_2}{C_1}} \sqrt{1 - \frac{(\omega^2/\omega_0^2 - 1)^2}{(2\Delta\omega/\omega_0)^2(\omega/\omega_0)^2}}, \quad (10.136)$$

iar în cazul secțiunii în π

$$Z_{0\pi} = \sqrt{\frac{L_2}{C_1}} \sqrt{1 - \frac{(\omega^2/\omega_0^2 - 1)^2}{(2\Delta\omega/\omega_0)^2(\omega/\omega_0)^2}}; \quad (10.137)$$

dependența impedențelor Z_{0T} și $Z_{0\pi}$ de frecvență sînt arătate în figurile 10.21, b, c.

d) Filtrul oprește bandă. Acest filtru are banda de oprire mărginită inferior și superior prin benzi de trecere. Schema filtrului cu secțiuni în T este arătată în figura 10.22, a; el reprezintă de asemenea o combinație a filtrelor trece jos și trece sus, însă elementele care intră în componența lui Z_1 sînt conectate în paralel, iar elementele care intră în componența lui Z_2 sînt conectate în serie. După cum rezultă din figura 10.22, a, impedențele Z_1 și Z_2 au expresiile

$$Z_1 = j\omega L_1 \frac{1}{1 - \omega^2 L_1 C_1} = j\omega L_1 \frac{1}{1 - \omega^2/\omega_0^2}, \quad (10.138)$$

$$Z_2 = \frac{1}{j\omega C_2} (1 - \omega^2 L_2 C_2) = \frac{1}{j\omega C_2} (1 - \omega^2/\omega_0^2), \quad (10.139)$$

unde $\omega_0 = 1/\sqrt{L_1 C_1} = 1/\sqrt{L_2 C_2}$.

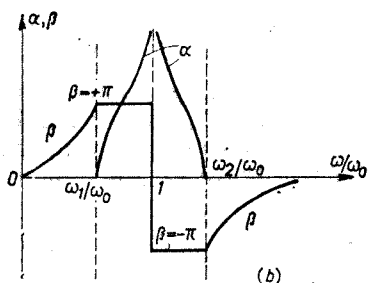
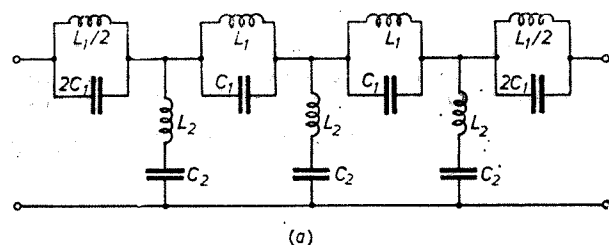


Fig. 10.22. a — Filtru oprește bandă cu secțiuni în T; b — variațiile mărimilor α și β cu frecvența.

Făcînd calcule similare ca pentru filtrul trece bandă, pentru mărimile α și β se găsesc variațiile arătate în figura 10.22, b.

BIBLIOGRAFIE, CAP. VII — X

1. G. h. Cartianu. *Bazele radiotehnicii*. Vol. II, Editura didactică și pedagogică, București, 1962.
2. M. Săvescu. *Circuite electrice liniare*. Editura didactică și pedagogică, București, 1968.
3. F. M. Reza, S. Seely. *Modern Network Analysis*. Izd. Energhia, Moskva, 1969 (trad. în l. rusă).
4. G. h. Cartianu. *Analiza și sinteza circuitelor electrice*. Editura didactică și pedagogică, București, 1972.
5. A. M. Kugușev, N. S. Golubeva. *Osnovi radioelektroniki*. Izd. Energhia, Moskva, 1969.
6. D. Vitrovan. *Elements of Electronic and Magnetic Circuits*. Rinehart Press, San Francisco, 1971.
7. B. P. Aseev. *Kolebatelnie țepi*. Sviazizdat, Moskva, 1955.
8. I. S. Gonorovski. *Radiosignali i perehodnie tavlennia v radioțepiah*. Sviazizdat, Moskva, 1954.
9. J. Quinet. *Théorie et pratique des circuits de l'électronique et des amplificateurs*. Vol. 1 și 3, Dunod, Paris, 1964.
10. M. S. Ghausi. *Principles and Design of Linear Active Circuits*. McGraw-Hill, New York, 1965.
11. W. Chen. *The Analysis of Linear Systems*. McGraw-Hill, New York, 1963.
12. W. Chen. *Linear Network Design and Synthesis*. McGraw-Hill, New York, 1964.
13. V. I. Siforov. *Radiopriomniti ustroistva*. Voennoe Izd, Moskva, 1954.
14. V. Gheorghe. *Tuburi și circuite electronice*. Partea I, multiplicat Universitatea București, 1971.

CIRCUITE ELECTRONICE

Capitolul XI

REDRESAREA. FILTRE DE NETEZIRE

XI.1. INTRODUCERE

Funcționarea dispozitivelor electronice în diferite montaje necesită aplicarea pe diferite terminale a unor tensiuni de alimentare continue. Aceste tensiuni pot fi obținute de la baterii și acumulatori; este mai convenabilă însă obținerea acestor tensiuni de la rețeaua de energie electrică, care furnizează o tensiune alternativă având frecvența de 50 Hz. Din această cauză este necesară convertirea (transformarea) tensiunii alternative în tensiune continuă. Procesul de convertire a tensiunii alternative în tensiuni (sau curenți) pulsatorii de un singur sens poartă numele de *redresare*. De obicei, tensiunea pulsatorie obținută prin redresare se *filtrează* obținându-se tensiuni continue.

În acest capitol se studiază diferite tipuri de redresori cu diode, redresori comandați (cu tiristori), celule de filtraj și multiplicarea (dublarea, triplarea etc.) tensiunii redresate.

XI.2. REDRESORI MONOALTERNANȚĂ

XI.2.1. Scheme echivalente pentru diode

Dispozitivele electronice sînt în general elemente neliniare (relațiile dintre tensiunile aplicate pe diferite terminale și curenții care circulă prin dispozitiv sînt neliniare). În funcție de valorile tensiunilor și curenților, a frecvențelor de lucru și a poziției punctului static de funcționare în familia de caracteristici, dispozitivul poate fi înlocuit cu o schemă echivalentă (model) corespunzătoare. Tratarea generală a schemelor echivalente pentru dispozitivele electronice este dată în capitolul XIII; în paragraful de față se prezintă *modelul liniarizat pe porțiuni*, care este cel mai potrivit pentru analiza schemelor de redresare (tensiuni și curenți mari, frecvențe joase).

Diodele cu joncțiuni au următoarele particularități de funcționare: a) la polarizări directe, prin diodă trec curenți mari, iar la polarizări inverse, curenții sînt foarte mici (la diodele cu vid și gazotroane, curentul invers este zero); b) în cazul polarizărilor directe, tensiunea la borne este foarte mică, practic neglijabilă, iar la polarizări inverse, tensiunea la borne are valori

relativ mari. Neglijînd total căderea de tensiune directă și curentul invers, se poate scrie

$$\begin{aligned} V &= 0 \text{ pentru } I > 0; \\ I &= 0 \text{ pentru } V < 0. \end{aligned} \quad (11.1)$$

Relațiile (11.1) definesc *modelul liniarizat pe porțiuni* al unei diode ideale. Simbolul de reprezentare al acestui model este arătat în figura 11.1, a, iar caracteristica voltamperică este arătată în figura 11.1, b.

Modelul liniarizat pe porțiuni ideal al diodei reprezintă o aproximare relativ grosieră; în calcule mai precise, în special cînd tensiunile și curenții de lucru nu au valori prea mari, modelul ideal trebuie completat și cu alte elemente. Astfel, pentru tensiuni directe relativ mici, care nu depășesc o anumită valoare prag specifică tipului de diodă (vezi cap. II), curentul direct este foarte mic și poate fi neglijat. Caracteristica voltamperică experimentală a unei astfel de diode este arătată în figura 11.2, a; modelul liniarizat pe porțiuni (fig. 11.2, b) și caracteristica voltamperică corespunzătoare (fig. 11.2, c) țin seama de existența tensiunii prag V_p .

Cînd prin diodă trec curenți mari, trebuie luată în considerare și rezistența directă a diodei R_d , care include rezistența ohmică a materialului r_m și rezistența diferențială r_d ; rezultă astfel modelul liniarizat pe porțiuni ce include și rezistența R_d (fig. 11.3, a), iar caracteristica voltamperică corespunzătoare (fig. 11.3, b) pentru tensiuni $v > V_p$ are panta determinată de $1/R_d$. În cazul tensiunilor de polarizare inversă mari, se ia în considerație și rezistența inversă R_{inv} , rezultînd un model liniarizat pe porțiuni complet (fig. 11.3, c).

XI.2.2. Funcționarea redresorului monoalternanță

Schema de principiu a redresorului monoalternanță este arătată în figura 11.4 și constă din transformatorul de rețea T , dioda D și rezistorul de sarcină R_s . Raportul de transformare $n_1/n_2 = V_{1m}/V_{2m}$ este determinat de tensiunea de rețea și de tensiunea continuă pe care dorim să o obținem după redresare. Dioda conduce numai cînd este polarizată direct, adică în semiperioada pozitivă (v_2 are + pe anod); în acest caz, prin diodă și R_s trece curentul $i_s = i_D$ care dă naștere căderii de tensiune v_s pe rezistorul R_s . Considerînd că tensiunea din secundarul transformatorului este de forma $v_2 = V_{2m} \sin \omega t$, atunci curentul care circulă prin R_s este

$$i_s = \begin{cases} \frac{V_{2m}}{R_d + R_s} \sin \omega t, & 0 \leq \omega t \leq \pi; \\ 0, & \pi \leq \omega t \leq 2\pi. \end{cases} \quad (11.2)$$

iar tensiunea la bornele lui R_s este

$$v_s = i_s R_s = \frac{V_{2m} R_s}{R_d + R_s} \sin \omega t = I_{sm} \sin \omega t. \quad (0 \leq \omega t \leq \pi) \quad (11.3)$$

Diagramele tensiunilor v_2 și v_s sînt arătate în figura 11.5, a (diferența dintre v_2 și v_s în semiperioada pozitivă reprezintă căderea de tensiune pe rezistența R_d). Diagrama curentului i_s este arătată în figura 11.5, b; curentul direct (componenta continuă) reprezintă valoarea medie a alternanțelor pozitive

$$I_{sc} = I_0 = I_{sm}/\pi. \quad (11.4)$$

$$V_{med} = \frac{1}{T} \int_0^T v_s dt = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{R_s}{R_d + R_s} V_{2m} \sin \omega t dt = \frac{1}{T} \cdot \frac{R_s}{R_d + R_s} \cdot V_{2m} \cdot \left. -\frac{\cos \omega t}{\omega} \right|_0^T = \frac{1}{T} \cdot \frac{R_s}{R_d + R_s} \cdot V_{2m} \cdot \frac{2}{\pi} T = \frac{V_{2m}}{\pi} \frac{R_s}{R_d + R_s} \approx 1.$$

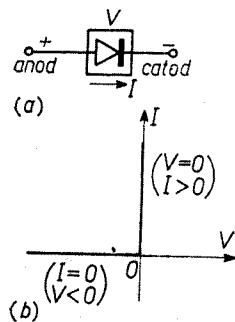


Fig. 11.1. Model liniarizat pe porțiuni al diodei ideale:
a — simbol; b — caracteristica voltamperică.

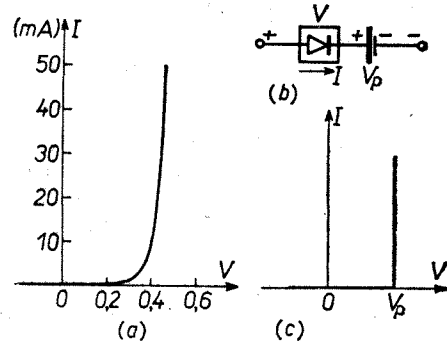


Fig. 11.2. Model liniarizat pe porțiuni care ține seama de tensiunea prag V_p :
a — caracteristica voltamperică experimentală;
b — simbol; c — caracteristica statică.

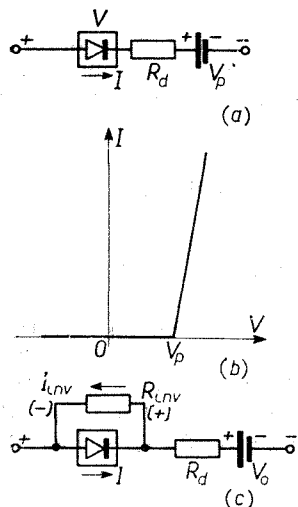


Fig. 11.3. Modelul liniarizat pe porțiuni al diodei reale:
a — simbol; b — caracteristică voltamperică; c — model complet.

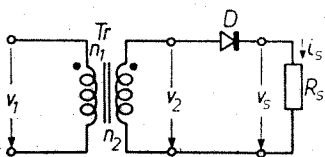


Fig. 11.4. Redresor monoalternanță.

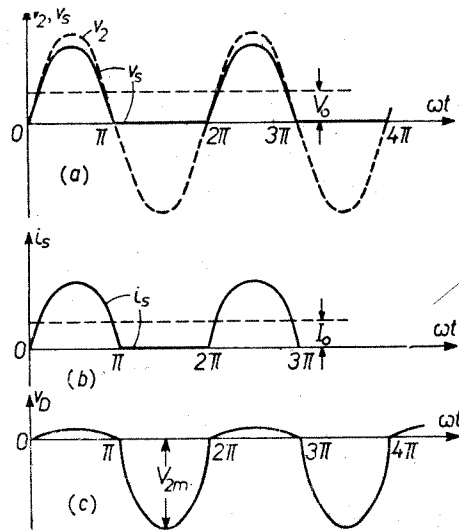


Fig. 11.5. Diagramele tensiunilor și curenților ale redresorului monoalternanță când se ține seama de rezistența directă a diodei.

În mod similar, tensiunea continuă la bornele sarcinii reprezintă valoarea medie a alternanțelor pozitive ale lui v_s

$$V_{sc} = V_0 = V_{sm}/\pi. \quad (11.5)$$

Tensiunea la bornele diodei este arătată în figura 11.5, c: în alternanța pozitivă există o cădere mică de tensiune pe R_d , iar în alternanța negativă, întreaga tensiune v_2 se regăsește la bornele diodei.

Dacă se ia în considerație atât rezistența directă a diodei, cât și tensiunea prag V_p , se obțin pentru v_s și i_s diagramele din figurile 11.6 a, b.

Introducem câțiva coeficienți cu ajutorul cărora se evaluează performanțele redresorului (neglijând rezistența directă a diodei).

a) *Coeficientul de pulsații γ* . Din figura 11.5, a se observă că tensiunea v_s conține o componentă continuă utilă și pulsații nedorite. În utilizările curente se urmărește ca amplitudinea pulsațiilor să fie redusă la minimum, în care scop se utilizează filtre de netezire. Pentru caracterizarea pulsațiilor, se introduce *coeficientul de pulsații γ* definit ca raportul dintre valoarea eficientă a pulsațiilor V_r și componenta continuă V_0 , $\gamma = V_r/V_0$. Valorile eficiente ale tensiunii v_s și curentului i_s (semiperioade) sînt

$$V_s = V_{sm}/2, \quad I_s = I_{sm}/2. \quad (11.6)$$

Tensiunile V_r și V_0 sînt de frecvențe diferite și pentru evaluarea acțiunii sumă în rezistorul R_s se consideră bilanțul puterilor, deci

$$V_s^2 = V_0^2 + V_r^2, \quad V_r = \sqrt{V_s^2 - V_0^2}, \quad (11.7)$$

iar coeficientul γ este

$$\gamma = \sqrt{V_s^2 - V_0^2}/V_0 = \sqrt{\pi^2/4 - 1} = 1,21. \quad (11.8)$$

Ultima relație arată că în redresorul monoalternanță fără filtru de netezire, pulsațiile sînt foarte mari; pentru micșorarea lor se utilizează filtre relativ complicate, deoarece în majoritatea aparatelor electronice se impune ca sursele de alimentare să aibă coeficientul γ mai mic de 0,001.

b) *Coeficientul de redresare (eficiența de conversie) k_p* se definește ca raportul dintre puterea continuă din sarcină și puterea totală transmisă sarcinii

$$k_p = \frac{P_0}{P_s} = \frac{V_0^2/R_s}{V_s I_s} = \frac{4}{\pi^2} = 0,406. \quad (11.9)$$

Din (11.9) se trage concluzia că eficiența de conversie a redresorului monoalternanță este mică.

c) *Coeficientul de utilizare a transformatorului k_T* se definește ca raportul dintre puterea continuă (utilă) din sarcină și puterea din înfășurarea secundară a transformatorului

$$k_T = \frac{P_0}{P_2} = \frac{V_0^2/R_s}{(V_{sm}/\sqrt{2})(V_{sm}/2R_s)} = \frac{2\sqrt{2}}{\pi^2} = 0,287. \quad (11.10)$$

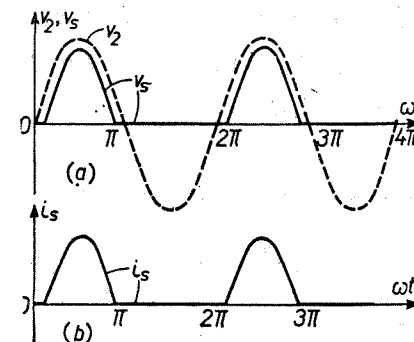


Fig. 11.6. Diagramele tensiunilor și curenților când se ține seama de tensiunea prag și rezistența directă a diodei.

Ultima relație arată că redresorul monoalternanță este nerațional din punctul de vedere al utilizării transformatorului, deoarece are k_T foarte mic; de exemplu, de la un transformator de 1 kVA se poate obține o putere continuă de maximum 287 wați.

XI.3. REDRESORI BIALTERNANȚĂ

XI.3.1. Redresori bialternanță cu priză mediană la transformator

Schema de principiu a redresorului este arătată în figura 11.7, conținând transformatorul de rețea Tr cu priză mediană în secundar, diodele D_1 , D_2 și rezistorul de sarcină. Datorită prizei mediane, tensiunile aplicate pe cele două diode sînt în opoziție de fază și diodele conduc pe rînd: în semiperioada pozitivă conduce D_1 , iar D_2 este polarizată invers; în semiperioada negativă conduce D_2 , iar D_1 este polarizată invers. Curentul prin rezistorul de sarcină are totdeauna sensul indicat de săgeată, iar tensiunea v_s are borna + la capătul superior al rezistorului.

Diagramele tensiunilor și curenților sînt arătate în figura 11.8 (considerînd diodele ideale). Se constată următoarele particularități față de redresorul monoalternanță: 1) sînt redresate ambele alternanțe și drept urmare, componentele continue V_0 și I_0 sînt mai mari; 2) frecvența pulsațiilor este dublă; 3) tensiunea inversă pe diodă este dublă (de exemplu, cînd D_1 conduce, tensiunea maximă între punctele a' și c (fig. 11.7) este egală cu $2V_{2m}$).

Expresiile mărimilor i_s și v_s sînt

$$i_s = (V_{2m}/R_s) |\sin \omega t| = I_{sm} |\sin \omega t|, \quad (11.11)$$

$$v_s = i_s R_s = V_{sm} |\sin \omega t|, \quad (11.12)$$

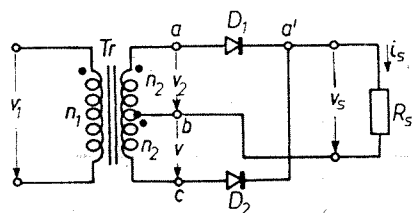


Fig. 11.7. Redresor bialternanță cu priză mediană.

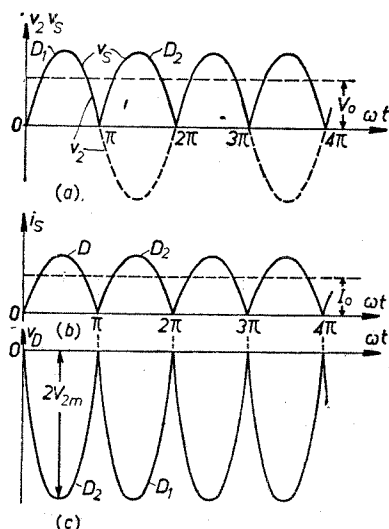


Fig. 11.8. Diagramele tensiunilor și curenților redresorului bialternanță.

iar componentele continue și valorile eficace au valorile

$$V_0 = 2V_{sm}/\pi, \quad I_0 = 2I_{sm}/\pi, \quad (11.13)$$

$$V_s = V_{sm}/\sqrt{2}, \quad I_s = I_{sm}/\sqrt{2}. \quad (11.14)$$

Coeficienții γ , k_p și k_T se calculează în mod similar ca la redresorul monoalternanță, obținîndu-se valorile

$$\begin{aligned} \gamma &= V_r/V_0 = 0,482, \\ k_p &= P_0/P_s = 0,812, \\ k_T &= P_0/P_2 = 0,574. \end{aligned} \quad (11.15)$$

Se observă o îmbunătățire importantă a performanțelor redresorului în sensul că γ scade, iar k_p și k_T cresc.

XI.3.2. Redresori bialternanță în punte

Un neajuns important al redresorului bialternanță cu priză mediană este construcția relativ complicată și costul ridicat al transformatorului de rețea; acest neajuns se înlătură prin utilizarea schemei de redresare „în punte”, la care transformatorul de rețea este fără priză mediană în secundar, în schimb sînt necesare patru diode (fig. 11.9). Funcționarea schemei, pe scurt, este următoarea. În semiperioada pozitivă conduc diodele D_1 , D_3 , iar diodele D_2 , D_4 sînt polarizate invers; curentul i_s prin rezistorul de sarcină are sensul indicat de săgeată; în semiperioada negativă conduc diodele D_2 , D_4 (diodele D_1 , D_3 sînt polarizate invers), iar curentul prin rezistorul de sarcină are același sens.

Diagramele tensiunilor și curenților sînt identice cu cele din figura 11.8, exceptînd tensiunea inversă pe diodă care este V_{2m} .

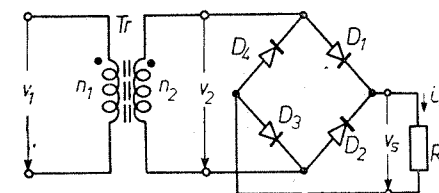


Fig. 11.9. Redresor bialternanță în punte.

În tabelul XI.1 sînt date principalele mărimi specifice pentru cele trei tipuri de redresori avînd sarcina rezistivă, de unde rezultă că redresorul

Tabelul XI.1

	Tip de redresor cu sarcină rezistivă (diode ideale)		
	Monoalternanță	Bialternanță cu priză mediană	Bialternanță în punte
Tensiunea în secundarul transformatorului	V_{2m}	$2 \times V_{2m}$	V_{2m}
Număr de diode	1	2	4
Tensiunea continuă de ieșire V_0	$0,318 V_{2m}$	$0,636 V_{2m}$	$0,636 V_{2m}$
Coeficient de pulsații γ	1,21	0,482	0,482
Eficiența de conversie k_p	0,406	0,812	0,812
Coeficientul de utilizare a transformatorului k_T	0,287	0,693	0,812
Frecvența pulsațiilor (fundamentală)	f	$2f$	$2f$
Tensiunea inversă pe diodă	V_{2m}	$2V_{2m}$	V_{2m}
Tensiunea inversă pe diodă cînd este prezent filtrul capacitiv	$V_{2m} + V_0$	$2V_{2m} + V_0$	$V_{2m} + V_0$

bialternanță în punte are cele mai bune performanțe; singurul neajuns ar fi utilizarea a patru diode în loc de două. La nivelul actual al tehnologiei de fabricație a dispozitivelor electronice este totdeauna mai convenabil (din punct de vedere al costului, dimensiunilor și randamentului total) să se utilizeze două diode în plus decât un transformator cu priză mediană.

XI.4. FILTRE DE NETEZIRE

Filtrele de netezire sînt filtre trece jos care atenuează într-o măsură considerabilă pulsațiile tensiunii redresate, lăsînd neschimbată componenta continuă. Tensiunea la bornele sarcinii rezistive este o funcție periodică conținînd o componentă continuă și componente alternative de diferite frecvențe. Acest lucru rezultă clar din dezvoltarea în serie Fourier: pentru redresorul monoalternanță (fig. 11.5, a) se obține (considerînd dioda ideală)

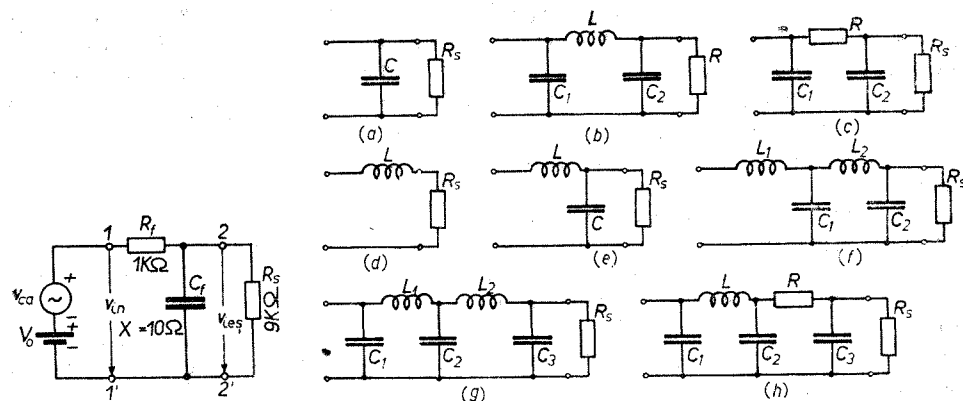


Fig. 11.10. Principiul acțiunii de filtrare.

Fig. 11.11. Filtre de netezire.

$$v_s = \frac{V_{sm}}{\pi} \left[1 + \frac{1}{2} \sin \omega t - 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos 2k\omega t}{(2k+1)(2k-1)} \right], \quad (11.16)$$

iar pentru redresorul bialternanță (fig. 11.8, a) avem

$$v_s = \frac{2V_{sm}}{\pi} \left[1 - 2 \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\cos 2k\omega t}{(2k+1)(2k-1)} \right]. \quad (11.17)$$

Se observă că la redresorul monoalternanță, frecvența fundamentală este f , pe cînd la redresorul bialternanță, frecvența fundamentală este $2f$.

Pentru a înțelege acțiunea unui filtru de netezire, considerăm circuitul din figura 11.10 la intrarea căruia se aplică tensiunea obținută după redresare; în conformitate cu principiul suprapunerii, se poate considera separat acțiunea componentei continue V_0 și a celei alternative v_{ca} . Componenta continuă se regăsește la bornele de ieșire 2-2' în proporție de 9/10 (atenuearea se datorește rezistorului R_f). Componenta alternativă este puternic atenuată, deoarece $X_C = 1/2\pi f C_f$ este mică în comparație cu R_f ; considerînd, de exemplu $X_C = 10\Omega$, rezultă o atenuare de aproximativ 100 ori (avînd în vedere că $X_C \ll R_f$).

Filtrele de netezire cele mai utilizate sînt arătate în figura 11.11. Ele pot fi împărțite în două grupe mari: filtre cu intrare pe capacitor și filtre cu intrare pe bobină.

XI.4.1. Filtre cu intrare pe capacitor

Pentru redresorii de putere mică și medie, cea mai largă răspîndire au căpătat-o filtrele cu intrare pe capacitor. Conectînd un capacitor de mare capacitate în paralel cu rezistorul de sarcină se obține o atenuare importantă a amplitudinii pulsațiilor; totodată prezența capacitorului schimbă regimul de lucru al diodei.

a) Redresorul monoalternanță cu filtru capacitiv (fig. 11.12). Diagramele tensiunilor și curenților, exceptînd un ciclu inițial, sînt arătate în figura 11.13 (se neglijează rezistența directă a diodei). Procesele decurg după cum urmează. În intervalul cuprins între θ_1 și θ_2 , dioda conduce, deoarece tensiunea v_2 de pe anod este mai mare decît tensiunea $v_C = v_s$ de pe catod; prin diodă trece un curent de mare intensitate (fig. 11.13, b) care are două com-

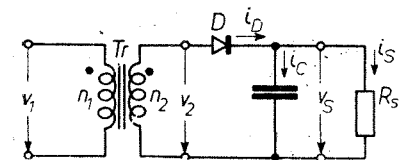


Fig. 11.12. Redresor monoalternanță cu filtru capacitiv.

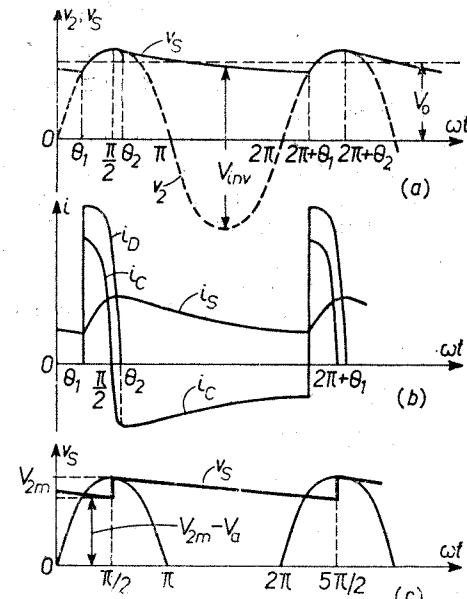


Fig. 11.13. Diagramele tensiunilor și curenților ale redresorului monoalternanță cu filtru capacitiv:

a - curba reală a tensiunii v_s ; b - curbile reale ale curenților i_D , i_C , i_S ; c - curba idealizată a tensiunii v_s .

ponente: i_C care încarcă capacitorul și i_S care trece prin rezistorul R_s . Tensiunea la bornele capacitorului crește odată cu v_2 pînă la V_{2m} , cînd $i_C = 0$; după acest moment, v_2 și v_C încep să scadă, însă viteza de descreștere a lui v_C este mai mică, astfel că începînd de la momentul θ_2 , avem $v_C > v_2$, dioda este polarizată invers și curentul prin R_s este dat de descărcarea capacitorului. În intervalul $\pi/2$ și $2\pi + \theta_1$, tensiunea v_C descrește după o exponențială $\exp(-t/\tau_0)$, unde constanta de timp $\tau_0 = R_s C$ are valori mari în comparație cu perioada tensiunii alternative de rețea.

Din diagramele reprezentate în figurile 11.13, a, b se pot desprinde următoarele constatări: 1) prin diodă circulă curenți foarte intensi pe intervale scurte, 2) tensiunea la bornele sarcinii are componenta continuă V_0 mult mai mare și pulsațiile mult mai mici în comparație cu schema fără capacitor și 3) tensiunea inversă pe diodă este $V_{2m} + V_0$. Referitor la aceste diagrame se pot scrie relațiile:

— pentru intervalul cît dioda conduce, $\theta_1 \leq \omega t \leq \theta_2$,

$$v_s = V_{2m} \sin \omega t, \quad (11.18)$$

$$i_C = V_{2m} \omega C \cos \omega t, \quad (11.19)$$

$$i_D = i_C + i_S, \quad (11.20)$$

$$I_{a \max} = V_{2m}(\omega C \cos \theta_1 + \sin \theta_1/R_s) \quad (11.21)$$

(maximul curentului i_D are loc la $\omega t = \theta_1$);

— pentru intervalul cît dioda nu conduce, $\theta_2 \leq \omega t \leq \theta_1 + 2\pi$

$$v_S = v_C = V_{2m} \sin \theta_2 e^{-t/\tau_0}, \quad (11.22)$$

$$i_S = -i_C = v_S/R_s. \quad (11.23)$$

În scopul determinării componentei continue V_0 și a coeficientului de pulsații γ , este necesar să fie cunoscute mărimile θ_1 și θ_2 ; pentru aceasta trebuie rezolvată o ecuație transcendentă. Calculele se pot simplifica foarte mult prin introducerea unor aproximări: se va presupune că în intervalul cît dioda nu conduce, tensiunea v_S variază liniar în timp (fig. 11.13, c) și crește brusc în momentul cînd tensiunea v_2 devine maximă. Deși forma tensiunii v_S din figura 11.13, c diferă considerabil față de cea din figura 11.13, a, rezultatele calculelor sînt în bună concordanță cu măsurătorile experimentale.

Conform figurii 11.13, c, componenta continuă (valoarea medie) este

$$V_0 = V_{2m} - V_a/2, \quad (11.24)$$

unde $V_a = \Delta Q/C$, iar ΔQ reprezintă variația sarcinii electrice a capacitorului în intervalul $\pi/2$ și $5\pi/2$. Dacă v_S variază liniar, atunci i_C trebuie să fie constant în acest interval; dar valoarea constantă a lui i_C este I_0 , deci

$$V_a = I_0 T/C = I_0/fC, \quad (11.25)$$

iar (11.24) devine

$$V_0 = V_{2m} - I_0/2fC = V_{2m} - V_0/2fR_sC, \quad (11.26)$$

de unde

$$V_0 = \frac{V_{2m}}{1 + 1/2fR_sC}. \quad (11.27)$$

Pentru a calcula coeficientul de pulsații trebuie determinată valoarea eficace a componentei alternative a tensiunii v_S ; această componentă este de forma unor dinți de ferăstrău variind între $-V_a/2$ și $V_a/2$ față de V_0 . În acest caz,

$$V_r = V_a/2\sqrt{3}, \quad (11.28)$$

deci

$$\gamma = V_r/V_0 = \frac{V_a}{2\sqrt{3} I_0 R_s} = \frac{V_0}{2\sqrt{3} f R_s C}. \quad (11.29)$$

Adesea este necesar să se găsească valoarea curentului $I_{a \max}$ pentru a alege dioda care permite acest impuls de curent; pentru aceasta, se determină valoarea aproximativă a unghiului θ_1 presupunînd că atunci cînd dioda începe să conducă, tensiunea v_2 este egală cu $V_{2m} - V_a$, deci

$$V_{2m} \sin \theta_1 = V_{2m} - V_a. \quad (11.30)$$

Ținînd seama de relațiile (11.25), (11.26) și (11.27), rezultă

$$\theta_1 = \arcsin \frac{2fR_sC - 1}{2fR_sC + 1}. \quad (11.31)$$

Substituind (11.31) în (11.21), se obține valoarea lui $I_{a \max}$.

b) Redresorul bialternanță cu filtru capacitiv are performanțe superioare față de cel monoalternanță; diagramele tensiunilor sînt asemănătoare, cu singura diferență că perioada se înjumătățește. Diagrama aproximativă (simplificată) a tensiunii la ieșirea din filtru este arătată în figura 11.14. Relațiile stabilite la redresorul monoalternanță pot fi utilizate direct și pentru redresorul bialternanță; înlocuind f prin $2f$, se obține succesiv

$$V_a = I_0/2fC, \quad (11.32)$$

$$V_0 = V_{2m} - I_0/4fC, \quad (11.33)$$

$$V_0 = \frac{V_{2m}}{1 + 1/4fR_sC}, \quad (11.34)$$

$$\gamma = 1/4\sqrt{3}fR_sC, \quad (11.35)$$

$$\theta_1 = \arcsin \frac{4fR_sC - 1}{4fR_sC + 1}. \quad (11.36)$$

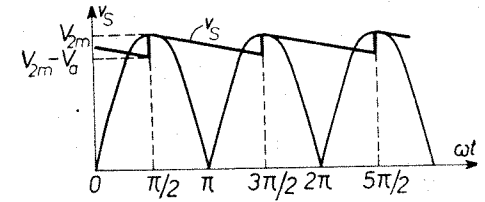


Fig. 11.14. Curba idealizată a tensiunii v_S la redresorul bialternanță cu filtru capacitiv.

De obicei, la calculul redresorilor avînd filtru cu intrare pe capacitor se impun valorile V_0 , I_0 și γ , urmînd determinarea mărimilor V_{2m} și C .

În cazul redresorului monoalternanță, mărimile căutate se determină prin rezolvarea simultană a ecuațiilor (11.27) și (11.29) în raport cu V_{2m} și C ; rezultă

$$C \geq 1/2\sqrt{3}fR_s\gamma, \quad (11.37)$$

$$V_{2m} = V_0(1 + \sqrt{3}\gamma). \quad (11.38)$$

În cazul redresorului bialternanță, mărimile căutate rezultă prin rezolvarea simultană a ecuațiilor (11.34) și (11.35); se obține

$$C \geq 1/4\sqrt{3}fR_s\gamma, \quad (11.39)$$

$$V_{2m} = V_0(1 + \sqrt{3}\gamma). \quad (11.40)$$

Trebuie subliniat că în majoritatea cazurilor din practică, pentru filtrare nu se utilizează un singur capacitor, ci un filtru mai complicat. Vom justifica acest lucru printr-un *exemplu*. Se consideră un redresor bialternanță în punte

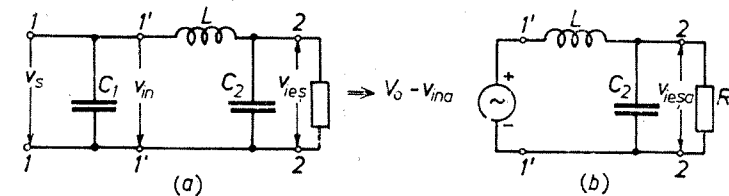


Fig. 11.15. Filtru de netezire în π cu intrare pe capacitor.

care trebuie să furnizeze la ieșire tensiunea $V_0 = 50$ V pe sarcina $R_s = 500 \Omega$, avînd coeficientul de pulsații $\gamma \leq 0,001$; din relațiile (11.39) și (11.40) rezultă

$$C \geq 1/4\sqrt{3} \cdot 4\pi \cdot 50 \cdot 500 \cdot 0,001 = 5700 \mu F, \quad (11.41)$$

$$V_{2m} = 50(1 + \sqrt{3} \cdot 0,001) \approx 50,05 \text{ V}. \quad (11.42)$$

Având în vedere tipurile industriale de condensatori, valoarea obținută pentru C este exagerat de mare. Se înlătură acest inconvenient prin utilizarea unui filtru în π (fig. 11.15, a), pe care-l considerăm format din două secțiuni: prima este constituită din condensatorul C_1 , a doua din bobina L și condensatorul C_2 ; prima secțiune are coeficientul de pulsații γ_1 , a doua γ_2 , astfel $\gamma = \gamma_1 \gamma_2$. Luând pentru C_1 valoarea curentă de $100 \mu\text{F}$, se obține $\gamma_1 = 0,0285$. Pentru calculul elementelor celei de-a doua secțiuni, se consideră că tensiunea v_1 obținută la bornele lui C_1 conține componenta continuă V_0 și o componentă alternativă de amplitudine V_{1m} și frecvență (fundamentală) $2f = 100 \text{ Hz}$; coeficientul de pulsații al acestei secțiuni trebuie să fie $\gamma_2 = \gamma/\gamma_1 = 0,035$. Aplicând principiul suprapunerii rezultă schema din figura 11.15, b (componenta continuă nu este atenuată, deoarece se neglijează rezistența ohmică a bobinei), în care este evidentă relația

$$V_{IIm} = V_{Im} X_{C2} / (X_L + X_{C2}). \quad (11.43)$$

Dat fiind că de obicei, $X_L \gg X_{C2}$ și că pentru calculul lui γ_2 interesează numai amplitudinile pulsațiilor, relația (11.43) devine

$$V_{IIm} = V_{Im} X_{C2} / X_L, \quad V_{IIm} / V_{Im} = X_{C2} / X_L = 1 / 4\omega^2 LC_2; \quad (11.44)$$

ultimul raport este egal cu γ_2 . Pentru simplitate, vom lua $C_2 = 100 \mu\text{F}$, deci pentru L rezultă valoarea $L = 1/\gamma_2 \omega^2 C_2 = 715 \text{ mH}$.

XI.4.2. Filtre cu intrare pe bobină (șoc)

Utilizarea filtrelor cu intrare pe capacitor, în cazul redresorilor de putere (curenți și tensiuni mari), nu este avantajoasă din două motive: 1) dimensiunile condensatorilor pot fi exagerat de mari și 2) impulsurile de curent $I_{a \max}$ sînt de foarte mare intensitate și pot distruge diodele. În aceste cazuri se utilizează filtre cu intrare pe bobină (șoc).

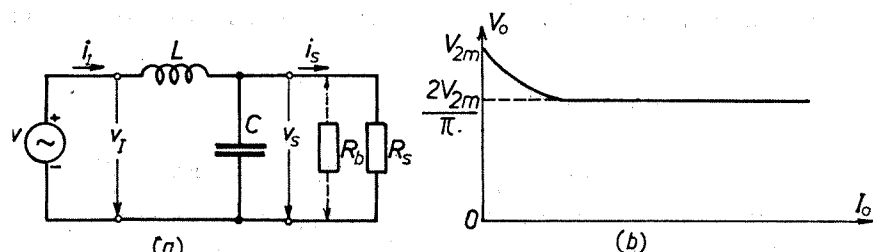


Fig. 11.16. Filtru de netezire în T (gama întors) cu intrare pe bobină (șoc):
a - schemă de principiu; b - variația tensiunii redresate în funcție de curentul prin sarcină.

Considerăm un redresor bialternanță la ieșirea căruia se obține tensiunea (vezi 11.17)

$$v_1 = \frac{2V_{2m}}{\pi} \left(1 - \frac{2}{3} \cos 2\omega t - \frac{2}{15} \cos 4\omega t - \dots \right), \quad (11.45)$$

care se aplică la intrarea filtrului format din L și C (fig. 11.16, a). Neglijând rezistența ohmică a bobinei și rezistența directă a diodei, tensiunea continuă la bornele rezistorului de sarcină este

$$V_0 = 2V_{2m}/\pi. \quad (11.46)$$

Vom determina componentele alternative la ieșirea din filtru, ținând cont că în practică au loc inegalitățile

$$X_C \ll R_s, \quad X_L \gg X_C. \quad (11.47)$$

Pentru componenta de frecvență $2f$ avem $V_{S2} = \frac{2V_{2m}}{3\pi} \frac{\cos 2\omega t}{2\omega L - \frac{1}{2\omega C}}$

$$v_{S2} = \frac{-4V_{2m}}{3\pi(1 - 4\omega^2 LC)} \cos 2\omega t \approx \frac{V_{2m}}{3\pi\omega^2 LC} \cos 2\omega t; \quad (11.48)$$

similar, pentru componenta de frecvență $4f$ se obține

$$v_{S4} = \frac{-V_{2m}}{60\pi\omega^2 LC} \cos 4\omega t. \quad (11.49)$$

În calculele curențe se poate neglija componenta de frecvență 4ω , astfel valoarea eficace a pulsațiilor este

$$V_r = V_{s2} = V_{2m}/3\pi\sqrt{2\omega^2 LC}; \quad (11.50)$$

deci coeficientul de pulsații are expresia

$$\gamma = 1/6\pi\sqrt{2\omega^2 LC}. \quad (11.51)$$

În analiza de mai sus s-a presupus că curentul prin bobina L este tot timpul diferit de zero (negativ nu poate fi din cauza diodelor), în caz contrar nu este valabilă relația (11.45). Dacă totuși curentul prin rezistorul de sarcină devine foarte mic, atunci i_1 poate deveni zero pentru anumite intervale de timp; cînd $R_s \rightarrow \infty$, atunci curentul prin bobină devine zero și la bornele condensatorului se măsoară tensiunea V_{2m} . Dependența tipică a tensiunii V_0 în funcție de curentul prin sarcină este arătată în figura 11.16, b; tensiunea V_0 nu depinde de curentul I_0 , exceptînd porțiunea curenților foarte mici, pentru care $L < L_{cr}$, unde tensiunea V_0 crește pînă la V_{2m} . Din cele expuse rezultă că există anumite restricții asupra valorilor elementelor din circuit pentru ca relațiile (11.45) - (11.51) să fie corecte. Neglijînd armonicele superioare lui 2ω și considerînd valabile inegalitățile (11.47), expresia curentului este

$$i_1 = \frac{2V_{2m}}{\pi R_s} - \frac{2V_{2m}}{3\pi\omega L} \cos(2\omega t - \pi/2). \quad (11.52)$$

Punînd condiția $i_1 \geq 0$ rezultă

$$L > R_s/3\omega; \quad (11.53)$$

valoarea $L_{cr} = R_s/3\omega$ se numește *inductanță critică*. Totdeauna în funcționarea normală a filtrului, șocul trebuie să aibă inductanța mai mare decît L_{cr} ; atunci cînd R_s este variabilă, în relația (11.53) trebuie introdusă valoarea maximă $R_{s \max}$. Dacă $R_{s \max}$ are valori foarte mari (i_s mici), atunci valoarea inductanței critice este excesiv de mare; pentru a evita acest neajuns, în paralel cu R_s se conectează un rezistor suplimentar R_b numit *de scurgere* (bleeder). Pe lîngă limitarea inductanțelor L_{cr} , rezistorul R_b mai joacă un rol important. Atunci cînd R_s

se deconectează, în capacitorul C rămâne înmagazinată o sarcină importantă care poate produce electrocutări ale personalului care deservește instalația; fiind conectat R_p , capacitorul se descarcă prin el.

Pentru calculul redresorului, avînd filtru cu intrare pe bobină, se impun mărimile V_0 , I_0 , γ și se cere determinarea valorilor V_{2m} , L , C . Tensiunea V_{2m}

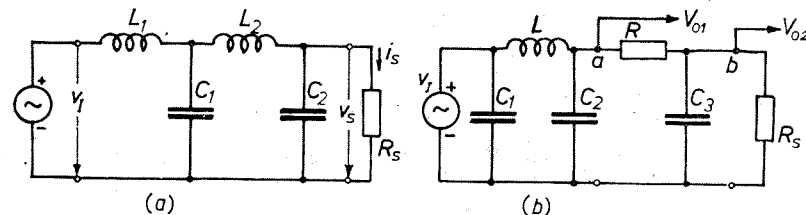


Fig. 11.17. Filtre compuse:

a — două celule în L cu intrare pe bobină; b — o celulă în π cu intrare pe capacitor și o celulă RC.

este determinată direct de V_0 . Valoarea $R_s = V_0/I_0$ se introduce în (11.53) obținîndu-se valoarea minimă (critică) a inductanței bobinei; dacă această valoare este excesiv de mare, se conectează un rezistor de scurgere. Din relația (11.51) rezultă produsul LC ; separat, L și C se aleg astfel încît dimensiunile, greutatea sau costul să fie minime.

Dacă se impune o valoare foarte mică pentru γ , atunci dimensiunile lui L sau C pot deveni excesiv de mari; în acest caz este mai rațional să se utilizeze filtre cu mai multe elemente. Un filtru compus din două celule LC este arătat în figura 11.17, a; celula formată din elementele L_2C_2 este identică cu secțiunea a doua a filtrului din figura 11.15 și coeficientul de pulsații este dat de relația (11.44). Coeficientul de pulsații al întregului filtru (considerînd valabile inegalitățile 11.47) este

$$\gamma = 1/24\sqrt{2}\omega^4 L_1 L_2 C_1 C_2. \quad (11.54)$$

Atunci cînd de la același redresor dorim să obținem diferite tensiuni este rațional să se utilizeze filtre hibride, conținînd de exemplu, o celulă în π și o celulă RC (fig. 11.17, b). Tensiunea culeasă în punctul b este mai mică (o parte din tensiune cade pe rezistorul R), însă este mai bine filtrată și se utilizează pentru alimentarea preamplificatorilor; coeficientul de pulsații al acestei tensiuni (pentru întregul filtru) este

$$\gamma = (1 + R/R_s)/12\sqrt{2}\omega^3 RLC_1C_2. \quad (11.55)$$

Tensiunea culeasă în punctul a este mai mare, însă coeficientul de pulsații este mai mare.

XI.5. MULTIPLICAREA TENSIUNII REDRESATE

Adesea, pentru alimentarea unor aparate și instalații de înaltă tensiune este mai convenabil să se efectueze dublarea, triplarea sau n -uplarea tensiunii redresate decît să fie redresată o tensiune alternativă de amplitudine foarte mare. Avantajul constă în faptul că nu este necesar ca piesele utilizate (diode, condensatori, transformator) să fie de înaltă tensiune. De exemplu, în cazul

publării tensiunii redresate, cînd în secundarul transformatorului de rețea avem tensiunea V_{2m} , iar pe rezistorul de sarcină tensiunea $V_0 \approx 2V_{2m}$, piesele utilizate sînt aceleași ca la redresorul obișnuit; excepție face un singur capacitor care trebuie să reziste la tensiunea de aproximativ $2V_{2m}$.

a) *Dublarea tensiunii redresate.* Schema redresorului monoalternanță cu dublare de tensiune este arătată în figura 11.18, a. Funcționarea decurge astfel. În alternanța negativă conduce dioda D_A și încarcă capacitorul C_A pînă la V_{2m} (fig. 11.18, c); în alternanța pozitivă conduce dioda D_B și, întrucît tensiunea v_2 este în serie cu V_{CA} , capacitorul C_B se încarcă pînă la $2V_{2m}$, deci tensiunea redresată este dublată. Pe rezistorul de sarcină R_s conectat la bornele capacitorului C_B avem o tensiune de două ori mai mare decît la redresorul monoalternanță obișnuit. În alternanța negativă, C_B se descarcă lent pe R_s , astfel tensiunea $v_{CB} = v_s$ are forma arătată în figura 11.18, d. Coeficientul de pulsații al redresorului cu dublare este mai mare decît la redresorul monoalternanță obișnuit; frecvența pulsațiilor este egală cu f , iar tensiunea inversă maximă pe o diodă este $2V_{2m}$.

Schema redresorului bialternanță în punte cu dublare de tensiune este arătată în figura 11.19, a. Funcționarea este următoarea. În alternanța pozi-

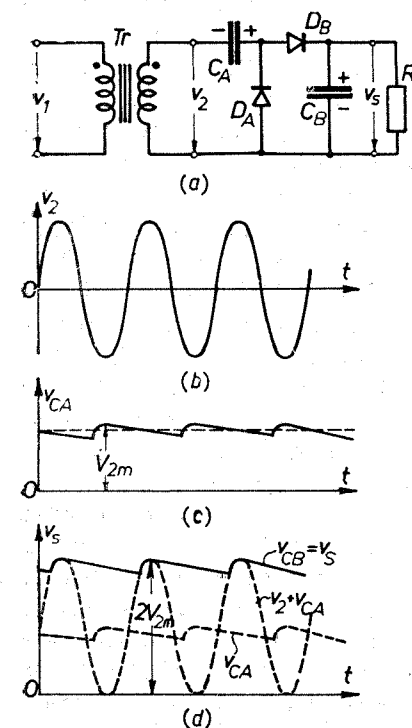


Fig. 11.18. Dublarea tensiunii redresate în cazul redresorului monoalternanță: a — schemă de principiu; b — d — diagramele tensiunilor în diferite puncte ale schemei.

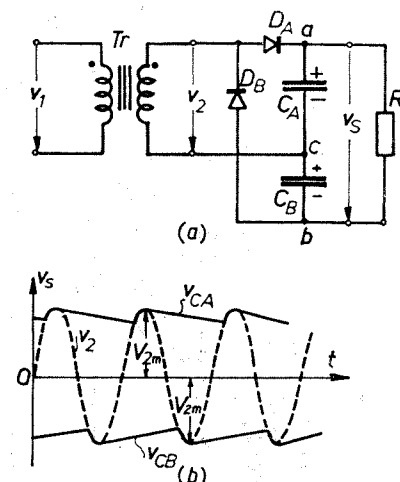
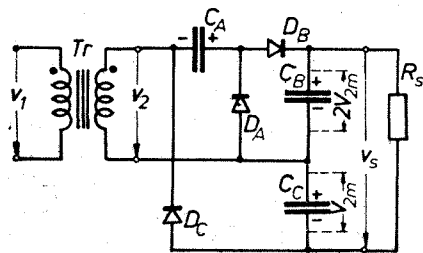


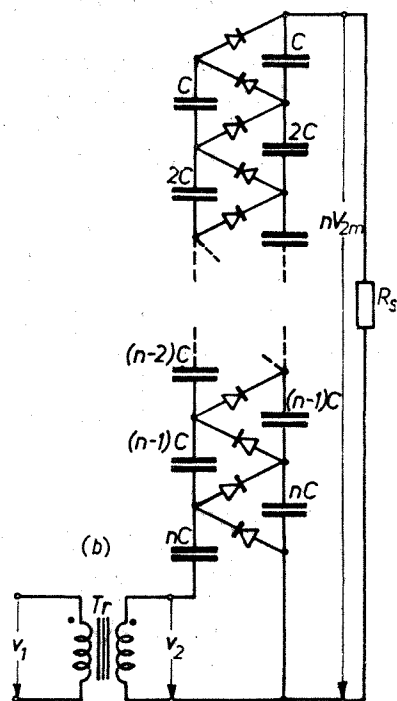
Fig. 11.19. Dublarea tensiunii redresate în cazul redresorului bialternanță.

tivă, dioda D_A conduce și încarcă capacitorul C_A , iar în alternanța negativă conduce dioda D_B încărînd capacitorul C_B ; dat fiind că față de rezistorul de sarcină R_s capacitorii C_A și C_B sînt conectați în serie, tensiunea redresată este dublată. Diagrama tensiunilor este arătată în figura 11.19, b; nivelul

de referință corespunde punctului *c* din figura 11.19, *a*. Când curentul de sarcină este mic, tensiunea totală este $V_0 \approx 2V_{2m}$. Dat fiind că într-o perioadă există două maxime ale curentului de încărcare a capacitorilor, frecvența pulsațiilor este egală cu $2f$. Ca și la schema precedentă, coeficientul de pulsații are valori relativ mari.



(a)



(b)

Fig. 11.20. *a* — Triplarea tensiunii redresate; *b* — *n*-tuplarea tensiunii redresate.

b) Triplarea și n-tuplarea tensiunii redresate. Schema redresorului monoalternanță cu triplare de tensiune este arătată în figura 11.20, *a*; ea se obține prin adăugarea la schema din figura 11.18, *a* a unui redresor monoalternanță obișnuit format din dioda D_C și capacitorul C_C . În alternanța negativă conduc diodele D_A și D_C care încarcă capacitorii C_A și C_C ; în alternanța pozitivă conduce dioda D_B , iar tensiunile v_2 și V_{CA} sînt în serie încărcînd capacitorul C_B pînă la $2V_{2m}$. La bornele rezistorului de sarcină avem tensiunea $V_{CB} + V_{CC} \approx 3V_{2m}$; coeficientul de pulsații este mai mare decît în cazul redresorilor cu dublare.

Pentru *n*-tuplarea tensiunii redresate se utilizează o schemă în scară (fig. 11.20, *b*); tensiunea totală la bornele rezistorului de sarcină este nV_{2m} . În vederea obținerii unor performanțe optime, capacitorii trebuie să aibă capacitățile indicate pe figură; dacă capacitorul din ultima celulă a scării de *n*-tuplare are capacitatea C , atunci capacitorii din prima celulă a scării trebuie să aibă capacitatea de *n* ori mai mare. Coeficientul de pulsații este foarte mare în raport cu schemele clasice, din această cauză redresorii cu *n*-tuplare se utilizează în special la alimentarea contorilor Geiger-Müller.

În încheiere trebuie subliniat că toți redresorii cu multiplicare a tensiunii redresate au rezistența internă relativ mare și nu pot fi considerați ca generatori de tensiune ideali în raport cu rezistorul de sarcină; valoarea tensiunii redresate este puternic influențată de valoarea curentului de sarcină.

XI.6. REDRESORI COMANDAȚI ECHIPAȚI CU TIRISTORI

În multe instalații de mare putere apare necesitatea reglării tensiunii redresate fără a utiliza rezistori serie întrucît se pierde (disipă) o mare cantitate de energie (reglarea tensiunii redresate cu ajutorul stabilizatorilor electronici nu este practic realizabilă din cauza puterilor foarte mari). În acest scop se utilizează *redresori comandați*; schema-bloc a unui astfel de redresor este arătată în figura 11.21, unde elementul de redresare propriu-zis este un tiristor sau un tiratron. Particularitatea acestui tip de redresor constă în faptul că elementul redresor nu conduce pe întreaga durată a alternanței pozitive, $0-\pi$, $2\pi-3\pi$, $4\pi-5\pi$ etc.; durata intervalului de conducție poate fi reglată cu ajutorul unor tensiuni sau curenți aplicate pe electrodul de comandă, *EC*.

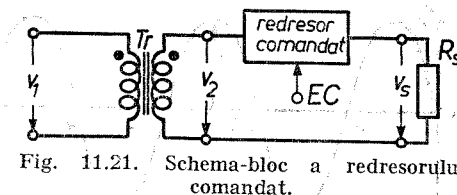


Fig. 11.21. Schema-bloc a redresorului comandat.

Considerăm un redresor comandat echipat cu tiristor (fig. 11.22, *a*) constituit din: transformatorul de rețea *Tr*, tiristorul *T*, rețeaua de defazare *RD* și rezistorul de sarcină R_S ; de la rețeaua de defazare se obțin semnale care acționează asupra electrodului de comandă, *G*. Din capitolul III este cunoscut că tiristorul poate fi comutat în starea de conducție (deblocare) prin aplicarea pe electrodul *G* a unui semnal de tensiune sau curent.

Referindu-ne numai la tensiuni pozitive, din figura 11-22, *b* se constată că tiristorul trece în starea de conducție la tensiuni V_{AK} cu atît mai mici, cu cît curentul aplicat pe *G* este mai mare; în cazul unor semnale suficient de mari aplicate pe *G*, tiristorul trece în starea de conducție la tensiuni V_{AK} foarte mici, de ordinul volților. Pentru ca acțiunea electrodului de comandă să fie

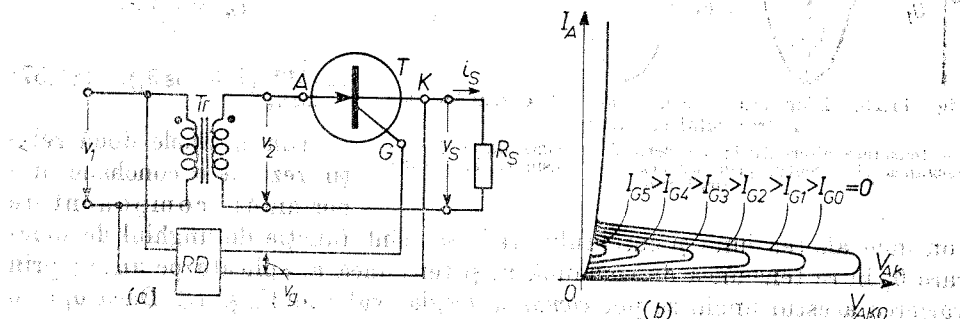


Fig. 11.22. Redresor comandat cu tiristor: *a* — schemă de principiu; *b* — caracteristicile voltamperice ale tiristorului pentru diferiți curenți de comandă.

efectivă, tiristorul trebuie ales astfel încît la $I_G \leq 0$, tensiunea V_{2m} să fie insuficientă pentru a-l comuta în starea de conducție ($V_{2m} < V_{AK0}$); de asemenea, semnalul aplicat pe *G* trebuie să fie suficient de mare pentru a putea comuta tiristorul în starea de conducție indiferent de valoarea tensiunii v_2 în momentul dat.

Diagramele tensiunilor și curenților pentru cazul sarcinii rezistive (fără filtru de netezire) sînt arătate în figura 11.23; s-a neglijat rezistența directă a tiristorului în starea de conducție. Semnalul v_g care se aplică pe electrodul G este defazat cu unghiul θ_1 față de origine (fig. 11.23, b); în scopul unei comutări sigure, aceste semnale sînt de formă impuls. Pentru unghiul considerat în figură, tensiunea v_s la bornele rezistorului de sarcină R_s și curentul i_s au formele arătate în figura 11.23, c, d.

Componenta continuă a tensiunii redresate este egală cu valoarea medie a semnalelor din figura 11.23, c, d.

Componenta continuă a tensiunii redresate este egală cu valoarea medie a semnalelor din figura 11.23, c, d.

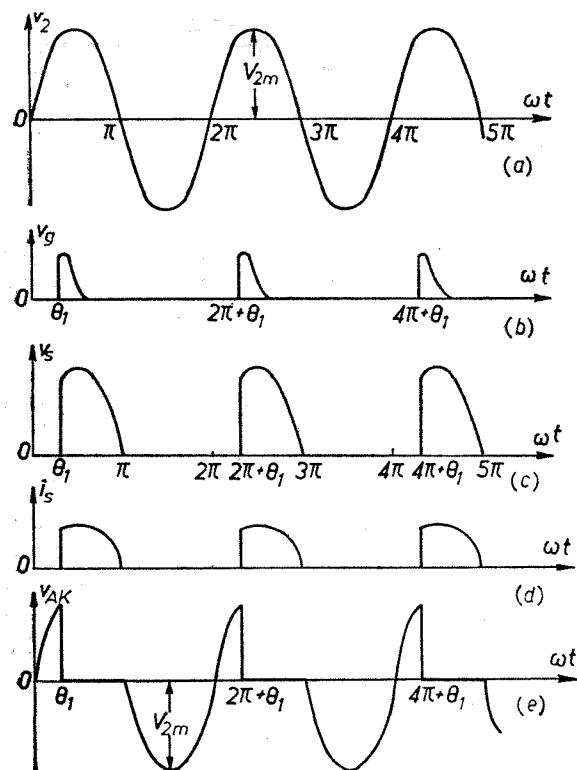


Fig. 11.23. Diagramele tensiunilor și curenților ale redresorului cu tiristor:

a — tensiunea alternativă; b — semnal de comandă; c — d — tensiunea și curentul prin sarcină; e — tensiunea la bornele tiristorului.

continue ale tensiunii și curentului redresat sînt funcție de unghiul de defazare θ_1 între tensiunea de comandă v_g și tensiunea v_2 aplicată pe anod; prin varierea acestui unghi se pot comanda (regla) valorile V_0 și I_0 . Dacă $\theta_1 = 0$ se obțin expresiile cunoscute de la redresorul monoalternanță; dacă $\theta_1 = \pi$, atunci $V_0 = 0$, $I_0 = 0$. În figura 11.23, e se arată diagrama tensiunii la bornele tiristorului.

Rețeaua de defazare RD poate fi realizată în două moduri: 1) printr-un circuit LR (fig. 11.24, a) și 2) printr-un circuit CR (fig. 11.25, a). Dat fiind că tensiunile aplicate pe electrodul de comandă G sînt de ordinul volților, circuitul de defazare propriu-zis se alimentează printr-un transformator coborîtor de tensiune TrD cu priză mediană în secundar. Tensiunea defa-

zată v_g se culege între punctele BD (fig. 11.24, a); după cum rezultă din diagrama fazorială (fig. 11.24, b), această tensiune este defazată față de tensiunea v_{AC} (care este în fază cu tensiunea aplicată pe tiristor) cu unghiul θ . Din figura 11.24, a rezultă

$$V_{AC}^2 = V_{CD}^2 + V_{DA}^2, \quad (11.58)$$

deci punctul D din diagrama fazorială se mișcă pe un arc de cerc avînd diametrul egal cu V_{AC} . Triunghiul DBC este isoscel, deci $\widehat{BCD} = \widehat{BDC}$; din figura

11.24, b rezultă $\widehat{BCD} = 90^\circ - \Phi$, iar defazajul dintre V_{AC} și V_{BD} este

$$\theta = 180^\circ - 2(90^\circ - \Phi) = 2\Phi. \quad (11.59)$$

Avînd în vedere că

$$\Phi = \arctg(X_L/R), \quad (11.60)$$

rezultă relația importantă

$$\theta = 2 \arctg(\omega L/R). \quad (11.61)$$

Variînd pe R și L se pot obține pentru θ valori cuprinse între 0° și 180° (presupunînd bobina L ideală).

Diagrama fazorială a circuitului din figura 11.25, a este arătată în figura 11.25, b. Dat fiind că reactanța circuitului CDA are un caracter capacitiv, curentul I este defazat înaintea tensiunii V_{AC} cu unghiul $\Phi = \arctg(X_C/R)$. Punctul D se mișcă pe un arc de cerc avînd diametrul egal cu V_{AC} ; din diagramă rezultă

$$\theta = 180^\circ - 2\Phi = 180^\circ - 2 \arctg(1/\omega CR). \quad (11.62)$$

Măriind pe R sau C, punctul D pe diagrama fazorială se deplasează spre A, unghiul Φ se micșorează, iar defazajul θ tinde la 180° ; micșorînd pe R sau C, punctul D se apropie de C, unghiul Φ crește, iar defazajul θ tinde la 0° .

În schemele practice, adesea, între punctele BD se conectează o diodă în scopul de a limita eventualele vîrfuri de tensiune care ar putea duce la distrugerea tiristorului.

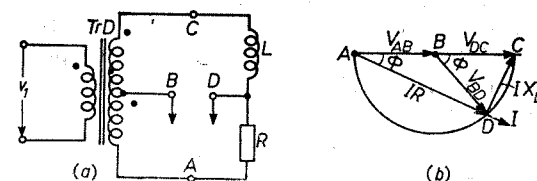


Fig. 11.24. Rețea de defazare LR: a — schemă de principiu; b — diagramă fazorială.

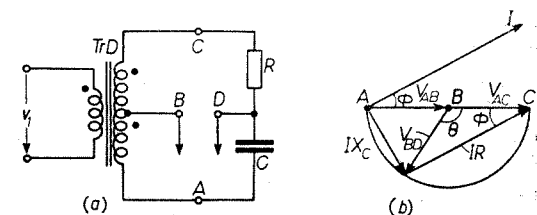


Fig. 11.25. Rețea de defazare CR: a — schemă de principiu; b — diagramă fazorială.

Capitolul XII

DISPOZITIVELE ELECTRONICE CA ELEMENTE DE CIRCUIT

XII.1. INTRODUCERE

Circuitele electronice pot fi definite ca circuite electrice care, pe lângă elementele pasive R, L, C, conțin și dispozitive electronice; utilizarea dispozitivelor electronice în diferite circuite (amplificare, oscilație, comutare, redresare,

detectie) pune problema alegerii regimului de funcționare adecvat. În general, semnalele utile cu care se operează în circuitele electronice sînt variabile în timp; pentru a realiza funcția dorită, amplificare, oscilație etc., dispozitivul electronic trebuie să fie *polarizat* în mod corespunzător. Prin polarizare se înțelege aplicarea tensiunilor (uneori, a curenților) continue de alimentare pe diferite terminale ale dispozitivului.

Dat fiind că amplificarea reprezintă una dintre funcțiile fundamentale ale dispozitivelor electronice cu trei sau mai multe terminale, în capitolul de față se dă o atenție deosebită metodelor și circuitelor de polarizare a tranzistorilor și tuburilor electronice care funcționează în regim de amplificare; pentru analiza circuitelor de polarizare se utilizează metode grafice. Totodată se definesc o serie de noțiuni de bază cum ar fi punct de funcționare, dreaptă de sarcină, coeficient de stabilitate termică. În încheiere se prezintă unele probleme generale cu privire la amplificatori: diagramele tensiunilor și curenților, bilanț energetic, clase de funcționare, regiunea permisă pentru punctele de funcționare.

Înainte de a trece la tratarea propriu-zisă, considerăm necesară elucidarea noțiunii de amplificator. Ce se înțelege în general, prin amplificator? (amplificatorul electronic constituie un tip particular de amplificator, fiind și cel mai răspândit în tehnică). Cea mai largă definiție ar fi următoarea: amplificatorul este un dispozitiv prin intermediul căruia o cantitate mare de putere este *controlată* (comandată) de către o putere mult mai mică. De exemplu, șalterul din instalația de iluminat electric sau comutatorul care închide sau deschide circuitul de alimentare cu energie electrică a unei uzine sau instalații de mare putere constituie amplificatori, deoarece, cu o putere relativ mică se comandă o putere care poate fi de mii de ori mai mare. Deci, pentru a realiza un amplificator sînt necesare două elemente importante: o sursă de energie și un dispozitiv care să comande circulația ei, consumînd pentru aceasta o cantitate de energie mult mai mică. Dispozitivele electronice cu trei terminale sînt în mod *esențial* dispozitive de amplificare, intrucît puteri mari din circuitul de ieșire pot fi controlate cu ajutorul unor puteri relativ mici aplicate în circuitul de intrare.

XII.2. DIODA ÎN CIRCUIT. DREAPTĂ DE SARCINĂ, PUNCT DE FUNCȚIONARE

Pentru definirea noțiunilor de dreaptă de sarcină și punct de funcționare, considerăm circuitul din figura 12.1, *a* constituit din rezistorul R și dioda D , care este alimentat de un generator de tensiune ideal avînd t.e.m. egală cu V_{DD} (tensiunile de alimentare se notează cu literă mare și indici dubli). Presupunînd că R , V_{DD} și tipul de diodă sînt cunoscute, se cere determinarea mărimilor I_D , V_R și V_D ; pentru aceasta scriem ecuația circuitului

$$V_{DD} = V_R + V_D = I_D R + V_D. \quad (12.1)$$

Considerînd pentru simplitate că curențul prin diodă este $I_D = I_s e^{V_D/V_T}$, atunci $V_D = V_T \ln(I_D/I_s)$, iar (12.1) devine

$$V_{DD} = I_D R + V_T \ln(I_D/I_s). \quad (12.2)$$

Date fiind dificultățile de determinare a curențului din circuit pe cale analitică, din ecuația (12.2) (aceasta ca urmare a faptului că circuitul conține dioda D — element neliniar) se recurge la o *metodă grafică* de analiză, care

operează cu două elemente: caracteristica voltamperică statică a diodei și *dreapta de sarcină* (fig. 12.1, *b*) a cărei expresie analitică este

$$I_D = (V_{DD} - V_D)/R = f(V_D). \quad (12.3)$$

Dreapta (12.3) intersectează coordonatele în punctele $(0, V_{DD})$, $(V_{DD}/R, 0)$ și are panta egală cu $-1/R$; se observă că dreapta de sarcină reprezintă caracteristica voltamperică a rezistorului R , avînd drept origine punctul A , unde $AO = V_{DD}$. Punctul Q de coordonate (V_{DQ}, I_{DQ}) , în care dreapta de sarcină intersectează caracteristica voltamperică statică reprezintă *punctul de funcționare* al diodei.

Dacă, în locul tensiunii continue V_{DD} , circuitul din figura 12.1, *a* se alimentează cu o tensiune lent variabilă în timp v_D , atunci dioda poate fi privită ca o rețea electrică avînd funcția de transfer definită de relația

$$i_D = f(v_D) \quad (12.4)$$

al cărei grafic este reprezentat în figura 12.1, *c*, curba 2. Această curbă poartă numele de *caracteristică dinamică* a diodei, construcția ei grafică decurgînd astfel: cînd tensiunea de intrare are valoarea v_{D1} , punctul de funcționare al diodei este Q_1 , iar curențul este i_{D1} (punctul B_1); cînd tensiunea de intrare are valoarea v_{D2} , punctul de funcționare este Q_2 , iar curențul este i_{D2} (punctul B_2) etc. Prin tensiune lent variabilă în timp se înțelege o tensiune variabilă avînd frecvența foarte mică ($f \rightarrow 0$); în acest caz, în calcule se pot neglija elementele reactive din circuit, inclusiv cele ale dispozitivului electronic.

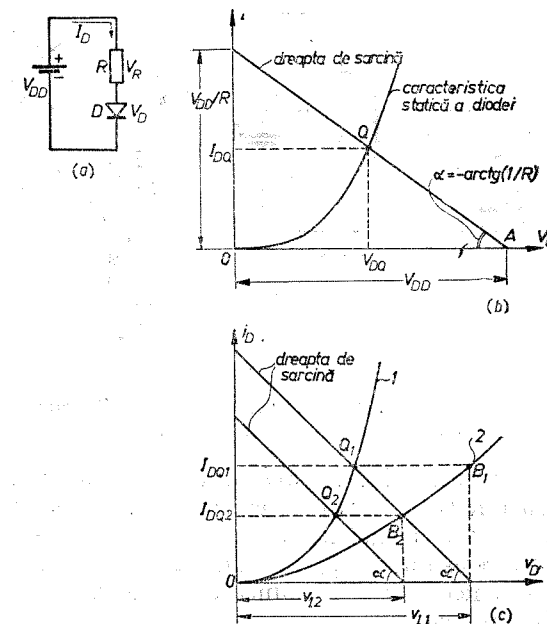


Fig. 12.1. Dioda în circuit:

a — schemă; *b* — dreaptă de sarcină și punct de funcționare; *c* — caracteristică dinamică.

XII.3. POLARIZAREA TRANZISTORILOR TEC ȘI A TUBURILOR ELECTRONICE

XII.3.1. Tranzistori TECJ și TECMOS cu canal inițial

Tranzistorii TEC și tuburile electronice sînt dispozitive cu comandă în tensiune, iar regimurile lor de funcționare sînt slab influențate de temperatură; drept urmare, circuitele de polarizare vor fi mai simple decît la tranzistorii bipolari. O particularitate a tranzistorilor TECJ și TECMOS cu canal inițial, precum și a tuburilor electronice este aceea că în regimul de ampli-

ficare, tensiunile continue (de polarizare) aplicate pe poartă (respectiv, grilă) și drenă (respectiv, anod) sînt de semn opus.

Considerăm schema unui amplificator simplu echipat cu tranzistor TECJ cu canal N în conexiune SC (fig. 12.2, a); în regim normal de funcționare,

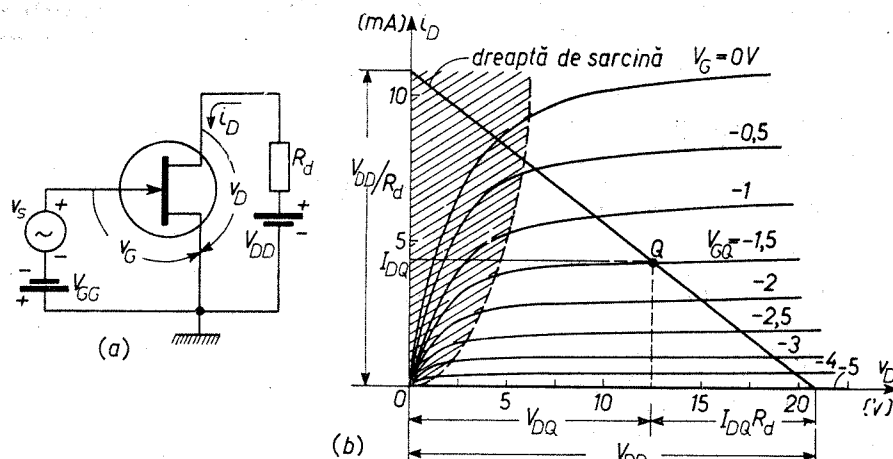


Fig. 12.2. Amplificator simplu cu tranzistor TECJ în conexiune SC: a - schemă cu sursă separată de polarizare a porții; b - dreaptă de sarcină.

pe porțiunile liniare ale caracteristicilor statice de drenă, poarta este polarizată negativ în raport cu sursa, iar drenea este polarizată pozitiv. Polarizarea porții este asigurată de către tensiunea $-V_{GG}$, iar drenea este alimentată de la tensiunea V_{DD} prin intermediul rezistorului R_d ; în circuitul de poartă este conectată și tensiunea alternativă v_s (pe care o presupunem lent variabilă în timp).

În regim continuu ($v_s = 0$), prin tranzistor și rezistorul R_d circula curentul I_{DQ} , astfel încît pentru circuitul de drenă se poate scrie (fiind specificată conexiunea SC, pentru simplitatea scrierii se omite indicele S)

$$V_{DD} = V_{DQ} + I_{DQ}R_d; \quad (12.5)$$

indicele Q specifică faptul că mărimile respective se referă la punctul de funcționare static (de repaus sau de regim continuu) al tranzistorului.

Suprapunînd peste tensiunea continuă $-V_{GG}$ semnalul alternativ v_s , pe poarta tranzistorului avem tensiunea (la tranzistorii TEC și tuburile electronice se poate neglija curentul din circuitul de intrare, prin urmare se poate lua $v_g = v_s$)

$$v_g = -V_{GG} + v_s = -V_{GQ} + v_s, \quad (12.6)$$

iar valoarea instantanee totală a curentului de drenă va fi

$$i_D = I_{DQ} + i_a, \quad (12.7)$$

unde i_a este valoarea instantanee a componentei alternative. Tensiunea instantanee totală pe drenă este

$$v_D = V_{DD} - i_D R_d, \quad (12.8)$$

de unde

$$i_D = (V_{DD} - v_D)/R_d = f(v_D). \quad (12.9)$$

Ultima relație reprezintă ecuația *dreptei de sarcină* în familia caracteristicilor de ieșire (fig. 12.2, b); dreapta intersectează coordonatele în punctele $(0, V_{DD})$, $(V_{DD}/R_d, 0)$ și are panta egală cu $-1/R_d$. În cazul amplificatorului simplu considerat, dreapta de sarcină reprezintă locul geometric al punctului de funcționare în familia caracteristicilor de ieșire cînd tensiunea pe poartă este variabilă. În orice moment, mărimile v_g , i_D , v_D determină *punctul instantaneu de funcționare* (sau simplu, *punct de funcționare*); punctul de funcționare static este determinat de mărimile V_{GQ} , I_{DQ} , V_{DQ} . Curba punctată din figura 12.2, b separă regimul saturat de cel nesaturat (hașurat) al tranzistorului TEC.

Schema din figura 12.2, a are dezavantajul că folosește două surse de alimentare; în practică sînt utilizate scheme care necesită o singură tensiune de alimentare, la care polarizarea porții se efectuează *automat*. O astfel de schemă este reprezentată în figura 12.3, a; grupul R_s , C_s conectat în circuitul

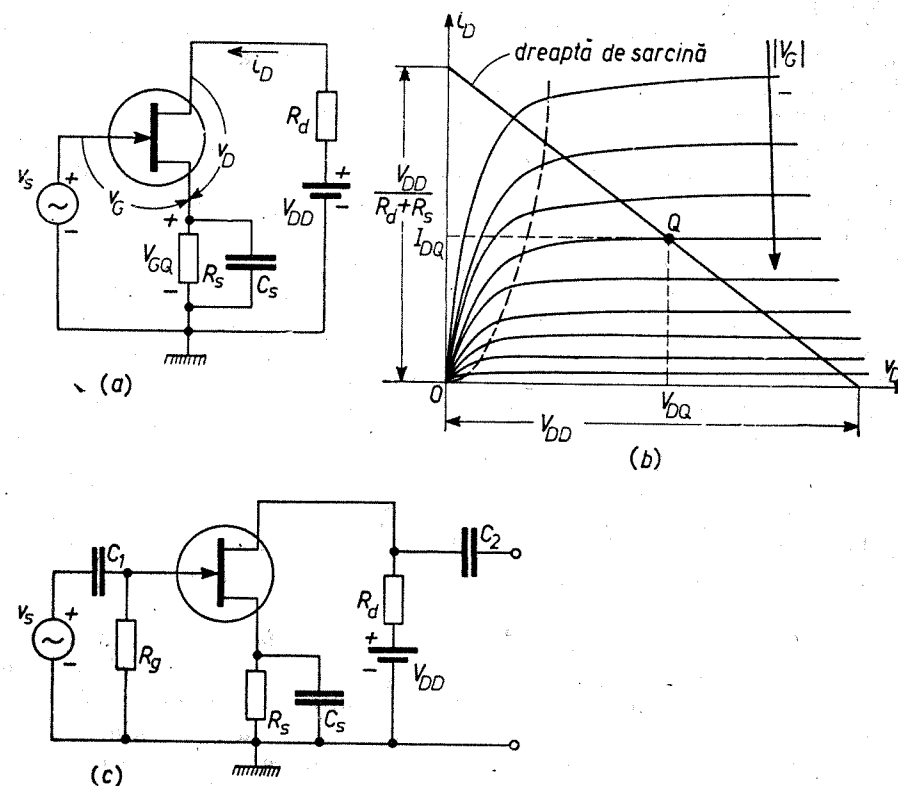


Fig. 12.3. Polarizarea automată a porții: a - schemă de principiu cu tranzistor TECJ; b - dreaptă de sarcină; c - utilizarea capacitorilor de cuplaj.

sursei se numește grup de *polarizare automată*. Capacitorul C_s trebuie să aibă o capacitate suficient de mare, astfel încît la frecvența cea mai joasă a semnalului de intrare, reactanța $X_{C_s} = 1/2\pi f C_s$ să fie practic zero, iar la bornele rezistorului R_s să existe numai o cădere de tensiune continuă. În calcule se

ia $X_{C_s} < 0,1R_s$ sau $C_s \geq 10/2\pi f_j R_s$, unde f_j este frecvența cea mai joasă a semnalului de intrare, care în general se ia egală cu limita inferioară a benzii de trecere a amplificatorului. Componenta continuă a curentului de drenă I_{DQ} produce la bornele lui R_s căderea de tensiune $V_{GQ} = I_{DQ}R_s$ avînd polaritatea indicată în figura 12.3, a; aplicînd legea a doua a lui Kirchhoff circuitului de intrare rezultă

$$v_G = -I_{DQ}R_s + v_g = -V_{GQ} + v_g. \quad (12.10)$$

Trebuie avut în vedere că, în prezența grupului R_s, C_s , tensiunea instantanee totală (lent variabilă în timp) între drenă și sursă este

$$v_D = V_{DD} - i_D(R_d + R_s). \quad (12.11)$$

Dreapta de sarcină intersectează coordonatele în punctele $(0, V_{DD})$, $[V_{DD}/(R_d + R_s), 0]$ și are panta egală cu $-1/(R_d + R_s)$ (fig. 12.3, b).

În majoritatea cazurilor din practică, tensiunea aplicată la intrarea unui amplificator conține o componentă continuă și una alternativă; aplicarea componentei continue pe poarta tranzistorului cauzează schimbarea regimului de funcționare și uneori poate duce la distrugerea tranzistorului. Pentru a înlătura aceste efecte nedorite se folosesc condensatori de cuplaj (fig. 12.3, c): capacitorul C_1 pentru cuplarea semnalului de intrare pe poarta tranzistorului, capacitorul C_2 pentru cuplarea semnalului de ieșire (care pe lângă componenta alternativă conține și o însemnată componentă continuă) spre intrarea unui alt etaj de amplificare.

Conectînd capacitorul C_1 , am presupus că rezistența sa paralelă (numită rezistență de scurgere sau de pierderi) este infinită la frecvența zero; totuși, chiar pentru condensatorii cu dielectric (izolație) de cea mai bună calitate, rezistența de pierderi are valori cuprinse între $10^9 \div 10^{14} \Omega$. Avînd în vedere că rezistența dintre poartă și drenă (care reprezintă în principal rezistența unei joncțiuni polarizate invers) este de același ordin de mărime, rezultă că o fracțiune importantă a componentei continue a tensiunii de intrare este aplicată între poartă și drenă putînd duce la străpungerea joncțiunii poartă-canal în apropierea drenei. Acest efect se elimină prin conectarea rezistorului R_g avînd valori cuprinse între $10^6 \div 10^7 \Omega$; de exemplu, dacă rezistența paralelă a capacitorului C_1 este de $10^{10} \Omega$, iar rezistorul R_g are valoarea $10^6 \Omega$, atunci tensiunea continuă la intrarea tranzistorului este micșorată la 10^4 ori.

Polarizarea automată a circuitului de intrare prezintă încă un avantaj important, anume are un efect de stabilizare termică a punctului static de funcționare. Variația temperaturii produce modificarea caracteristicilor statice ale tranzistorilor TEC (în special TECJ), prin urmare se schimbă I_{DQ} și V_{DQ} . Dacă, de exemplu, în urma unei variații de temperatură, I_{DQ} crește, atunci va crește și $V_{GQ} = I_{DQ}R_s$; creșterea lui V_{GQ} are tendința de a micșora curentul I_{DQ} , prin urmare există un efect de stabilizare a curentului I_{DQ} de către rezistorul R_s (stabilizarea se produce printr-un efect de reacție negativă după componenta continuă). Cu cît R_s va fi mai mare, cu atît se va produce o stabilizare mai bună, însă creșterea excesivă a lui R_s necesită creșterea lui V_{DD} ; în caz contrar, nu se poate asigura punctul de funcționare specificat în cataloge sau rezultat în urma calculelor. Dacă dorim să realizăm o bună stabi-

lizare termică, se utilizează schema din figura 12.4, unde tensiunea continuă de polarizare a porții este rezultatul compunerii a două tensiuni: una dată de divizorul R_1, R_2 , a doua dată de rezistorul R_s . Avem

$$V_1 = V_{DD}R_2/(R_1 + R_2), \quad (12.12)$$

$$V_2 = I_{DQ}R_s, \quad (12.13)$$

$$V_{GQ} = -V_2 + V_1 = -I_{DQ}R_s + V_{DD}R_2/(R_1 + R_2). \quad (12.14)$$

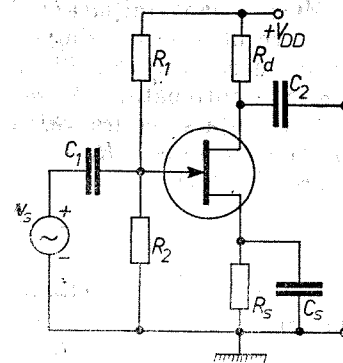


Fig. 12.4. Amplificator simplu cu tranzistor TECJ avînd polarizarea automată și divizor suplimentar pe poartă.

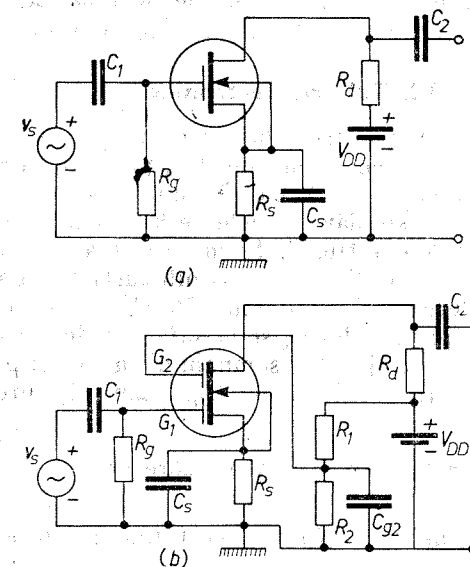


Fig. 12.5. Polarizarea automată a tranzistorilor TECMOS cu canal inițial: a - cu o singură poartă; b - cu două porți.

Pentru asigurarea unui regim normal de funcționare, valorile rezistorilor R_1, R_2, R_s și a tensiunii V_{DD} trebuie alese așa fel încît să fie satisfăcută inegalitatea $|V_2| > V_1$. O discuție mai largă asupra stabilizării termice se va face în cazul tranzistorilor bipolari, la care variațiile temperaturii au o influență mult mai pronunțată asupra funcționării diferitelor scheme.

Majoritatea tranzistorilor TECMOS cu canal inițial de tip N , în regimul normal de funcționare au poarta polarizată negativ în raport cu sursa, iar pe drenă se aplică o tensiune pozitivă. Prin urmare, toate considerațiile făcute cu privire la polarizarea tranzistorilor TECJ cu canal N , precum și schemele de principiu rămîn valabile și în cazul tranzistorilor TECMOS cu canal inițial de tip N . De exemplu, schema unui amplificator echipat cu tranzistor TECMOS cu canal inițial de tip N în care se utilizează polarizarea automată a porții și condensatori de cuplaj este arătată în figura 12.5, a.

În cazul tranzistorilor TECMOS cu canal inițial avînd două porți G_1, G_2 , cea de a doua poartă se conectează la o tensiune continuă pozitivă în raport cu sursa (fig. 12.5, b). Divizorul rezistiv R_1, R_2 trebuie ales astfel încît căderea de tensiune la bornele rezistorului R_2 să fie mai mare decît tensiunea la bornele rezistorului R_s ; numai în aceste condiții poarta G_2 va avea o tensiune pozitivă în raport cu sursa, adică

$$V_{G2Q} = V_{DD}R_2/(R_1 + R_2) - I_{DQ}R_s > 0. \quad (12.15)$$

Capacitorul C_{g2} joacă același rol ca și capacitorul C_s ; se ia $X_{C_{g2}} < 0,1R_2$.

La tranzistorii TECJ cu canal P și tranzistorii TECMOS cu canal inițial de tip P , în regim de amplificare, poarta este polarizată pozitiv în raport cu sursa, iar drena se alimentează de la o tensiune negativă. În aceste condiții rămân valabile circuitele de polarizare descrise mai sus; se schimbă numai polaritatea tensiunilor V_{DD} și V_{GG} .

XII.3.2. Tuburi electronice

În regimul normal de amplificare, anodul tuburilor electronice este alimentat cu o tensiune V_{AA} pozitivă în raport cu catodul, iar grila de comandă este polarizată cu o tensiune negativă $-V_{GQ}$. Rezultă că schemele de polarizare vor fi similare cu cele de la tranzistorii TECJ și TECMOS cu canal inițial având canale de tip N . În majoritatea cazurilor din practică se utilizează o singură sursă de alimentare; rezultă astfel schemele de polarizare (negativare) automată a grilei (fig. 12.6), unde R_k , C_k constituie grupul de polarizare automată. Valoarea capacitorului C_k se ia suficient de mare, astfel încât reactanța sa la frecvența cea mai joasă a semnalului să fie cel puțin de 10 ori mai mică decât R_k .

În cazul triodei (fig. 12.6, a), curentul anodic are expresia

$$i_A = I_{AQ} + I_a, \quad (12.16)$$

iar tensiunea de polarizare este

$$V_{GQ} = I_{AQ} R_k. \quad (12.17)$$

Tensiunea instantanee totală pe grila de comandă este

$$v_G = -I_{AQ} R_k + v_g, \quad (12.18)$$

relație similară cu (12.10).

În cazul pentodei (fig. 12.6, b), schema și relațiile se complică datorită grilei ecran; această grilă trebuie să fie polarizată pozitiv din punct de vedere continuu, iar componenta alternativă a tensiunii v_{G2} trebuie să fie zero.

Curentul total care trece prin tub este $I_K = I_{AQ} + I_{G2Q}$ (componentele continue); prin urmare, componenta continuă a căderii de tensiune la bornele rezistorului R_k va fi

$$V_{GQ} = I_K R_k = (I_{AQ} + I_{G2Q}) R_k. \quad (12.19)$$

Valoarea tensiunii de polarizare a grilei ecran va fi

$$V_{G2Q} = V_{AA} - I_{G2Q} R_1 - (I_{AQ} + I_{G2Q}) R_k. \quad (12.20)$$

Componenta alternativă a tensiunii v_{G2} este scurtcircuitată la masă prin capacitorul C_{g2} .

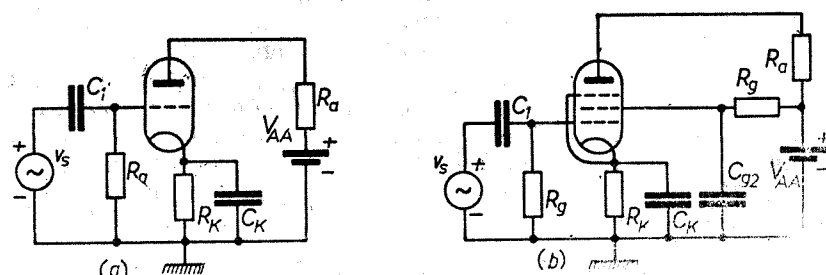


Fig. 12.6. Polarizarea automată a tuburilor electronice:
a - triodă; b - pentodă.

Analiza schemei din figura 12.6, b este mai complicată decât a celor întâlnite la tranzistorii TEC sau triodă. De exemplu, ecuația dreptei de sarcină are expresia

$$v_A = V_{AA} - i_A R_a - (i_A + i_{G2}) R_k; \quad (12.21)$$

sub această formă, dreapta de sarcină nu poate fi trasată, deoarece nu se cunoaște i_{G2} . Dar în toate cazurile

$$i_{G2} R_k \ll V_{AA} - i_A (R_a + R_k) \quad (12.22)$$

și (12.21) se aproximează

$$v_A = V_{AA} - i_A (R_a + R_k), \quad (12.23)$$

relație similară cu (12.14). Având în vedere că familia de caracteristici anodice ale pentodei este asemănătoare cu familia de caracteristici de drenă ale tranzistorilor TEC, dreapta de sarcină poate fi trasată într-o manieră asemănătoare ca în figura 12.3, b. În cazul pentodei, dreapta de sarcină intersectează axele în punctele $(0, V_{AA})$ și $[V_{AA}/(R_a + R_k), 0]$, având panta $-1/(R_a + R_k)$.

Rolul rezistorului R_g numit rezistor de scurgere este diferit față de cel al lui R_g de la tranzistorii TEC. O cantitate mică de electroni din fluxul ce pleacă de la catod la anod poate cădea pe grila de comandă; acești electroni se scurg la catod prin rezistorul R_g . Dacă n-ar fi conectat rezistorul R_g , grila de comandă s-ar încălzi treptat cu sarcini negative, blocând tubul.

XII.3.3. Tranzistori TECMOS cu canal indus

Considerăm un amplificator echipat cu tranzistori TECMOS cu canal indus de tip N (fig. 12.7, a). În regim normal de funcționare, atât drena, cât și poarta sînt polarizate pozitiv în raport cu sursa; V_{DQ} este de ordinul zecilor de volți, iar V_{GQ} este de ordinul volților. Drena se alimentează de la tensiunea V_{DD} prin intermediul rezistorului R_d , iar poarta se polarizează cu ajutorul divizorului rezistiv R_1, R_2 obținându-se $V_{GQ} = V_{DD} R_2 / (R_1 + R_2)$.

Dacă este necesară stabilizarea termică a schemei, atunci se introduce grupul R_s, C_s în circuitul sursei (fig. 12.7, b); valorile rezistorilor R_1, R_2, R_s se aleg astfel încât tensiunea la bornele rezistorului R_2 să fie mai mare decât căderea de tensiune pe rezistorul R_s ; numai în aceste condiții se asigură funcționarea normală, adică

$$V_{GQ} = V_{DD} R_2 / (R_1 + R_2) - I_{DQ} R_s > 0. \quad (12.24)$$

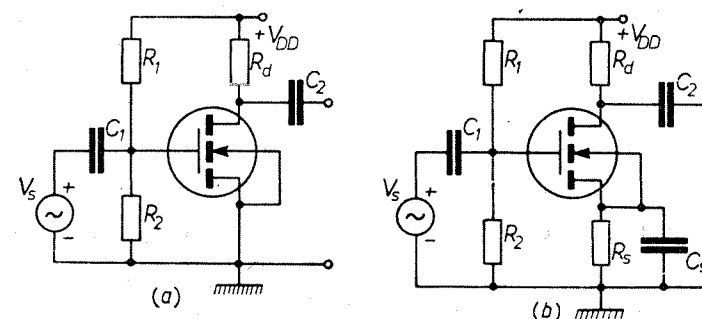


Fig. 12.7. Polarizarea tranzistorilor TECMOS cu canal indus:
a - cu divizor rezistiv; b - cu divizor rezistiv și circuit de stabilizare termică.

XII.4. POLARIZAREA TRANZISTORILOR BIPOLARI. STABILIZARE TERMICĂ

XII.4.1. Circuite de polarizare

Față de tranzistorii TEC și tuburile electronice, tranzistorii bipolari prezintă următoarele particularități: sînt dispozitive cu comandă în curent; curenții din dispozitiv, parametrii și caracteristicile statice sînt puternic influențate de temperatură; în regimul normal de funcționare, tensiunile continue de pe colector și bază sînt de același semn. În funcție de aceste particularități se vor alege și schemele potrivite de polarizare.

Schema unui amplificator simplu cu tranzistor NPN în conexiune emitor comun este arătată în figura 12.8; întrucît s-a specificat conexiunea EC, pentru simplitatea scrierii se omite indicele *E*. Dat fiind că tranzistorul este un dispozitiv cu comandă în curent, este preferabil ca semnalul de intrare să fie un generator de curent; dacă totuși acest semnal este constituit dintr-un generator de tensiune, atunci se conectează în serie rezistorul R_b de valoare ridicată, astfel încît grupul v_s, R_b să poată fi transformat într-un generator de curent (prin aplicarea teoremei lui Norton).

Mărimile care intervin în analiza schemei sînt: v_B, i_B, i_C, v_C ; ele sînt considerate necunoscute și au expresiile (aici $v_b \neq v_s$).

$$\begin{aligned} v_B &= V_{BQ} + v_b, i_B = I_{BQ} + i_b, \\ i_C &= I_{CQ} + i_c, v_C = V_{CQ} - v_c. \end{aligned} \quad (12.25)$$

Se presupun cunoscute $v_b, V_{BB}, V_{CC}, R_c, R_b$.

Pentru circuitul de colector se poate scrie (în regim lent variabil în timp)

$$v_C = V_{CC} - i_C R_c, \quad (12.26)$$

relație ce reprezintă ecuația dreptei de sarcină pentru circuitul de

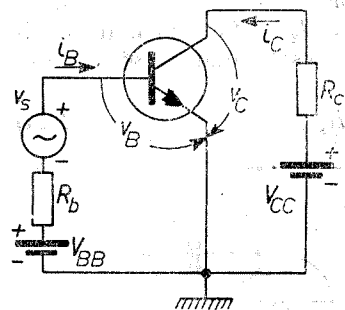


Fig. 12.8. Amplificator simplu cu tranzistor bipolar de tip NPN în conexiune EC avînd sursă separată de polarizare a bazei.

ieșire trasată în familia caracteristicilor de colector (fig. 12.9, *a*); dreapta intersectează axele de coordonate în punctele $(0, V_{CC})$, $(V_{CC}/R_c, 0)$ și are panta $-1/R_c$. Mărimile care determină poziția punctului static de funcționare sînt I_{BQ}, I_{CQ}, V_{CQ} .

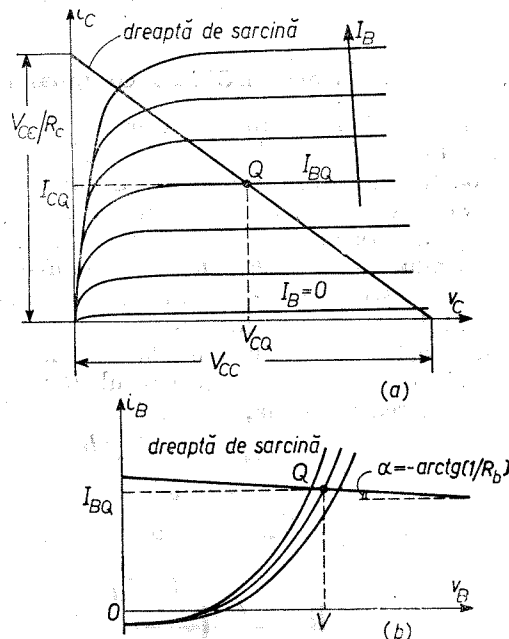


Fig. 12.9. Dreaptă de sarcină a schemei din figura 12.8:

a - circuitul de ieșire; *b* - circuitul de intrare.

Pentru circuitul de bază avem

$$v_B = V_{BB} - i_B R_b, \quad (12.27)$$

relație ce reprezintă ecuația dreptei de sarcină pentru circuitul de intrare; această dreaptă intersectează axele de coordonate în punctele $(0, V_{BB})$, $(V_{BB}/R_b, 0)$.

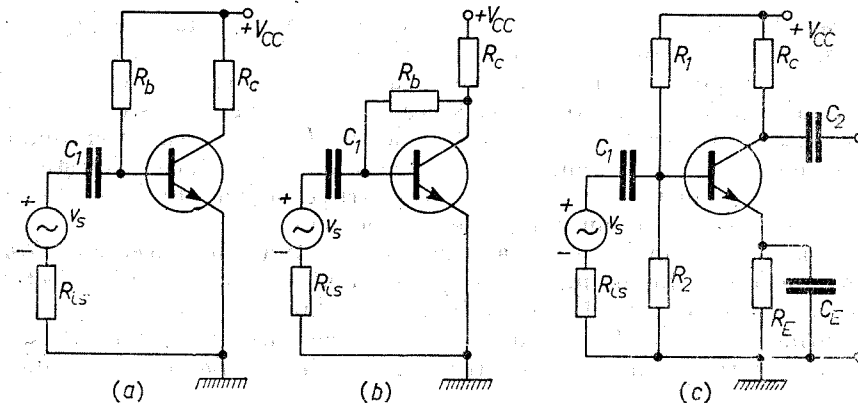


Fig. 12.10. Scheme de polarizare a bazei avînd o singură sursă de alimentare: *a* - fără stabilizare termică; *b, c* - cu stabilizare termică.

O). Avînd în vedere că R_b are valori mari, panta dreptei (egală cu $-1/R_b$) are valori mici și se poate aproxima că dreapta este paralelă cu axa v_B (fig. 12.9, *b*). Dacă R_b are valori mari se poate admite că i_B este slab influențat de tipul tranzistorului și regimul său de funcționare.

În schemele uzuale de amplificatori cu tranzistori bipolari este preferabil să se utilizeze o singură sursă de tensiune pentru alimentarea colectorului și polarizarea bazei; totodată se urmărește adoptarea unor scheme care să stabilizeze punctul de funcționare la variațiile temperaturii. Prezentăm câteva scheme mai răspîndite.

În figura 12.10, *a* s-a luat $V_{BB} = V_{CC}$, iar semnalul de intrare se aplică prin intermediul capacitorului de cuplaj C_1 ; R_{is} este rezistența internă a generatorului de tensiune v_s . Curentul continuu din circuitul bazei este

$$I_{BQ} = (V_{CC} - V_{BQ})/R_b; \quad (12.28)$$

avînd în vedere că în toate cazurile $V_{CC} \gg V_{BQ}$, curentul de bază care asigură punctul de funcționare static are valoarea

$$I_{BQ} = V_{CC}/R_b. \quad (12.29)$$

Schema din figura 12.10, *b* se utilizează numai în cazul cînd se cere o bună stabilizare termică a punctului de funcționare static; prin rezistorul R_b conectat la colectorul tranzistorului are loc și o reacție negativă puternică care stabilizează termic punctul de funcționare, dar în același timp mărește capacitatea dinamică de intrare.

Schema din figura 12.10, *c* are o largă răspîndire în practică; tensiunea continuă V_{BQ} și curentul I_{BQ} care asigură punctul de funcționare static se fixează prin alegerea elementelor divizorului rezistiv R_1 și R_2 și a valorii rezis-

torului R_E conectat în circuitul emitorului. Această schemă prezintă o foarte bună stabilizare termică, așa cum se va vedea în paragraful următor, unde se va prezenta pe scurt și analiza schemelor din figura 12.10, a, b, c.

XII.4.2. Stabilizarea termică a punctului static de funcționare

Parametrii tranzistorilor bipolari pot varia puternic în funcție de temperatură; în anumite cazuri, această *instabilitate termică* poate duce punctul de funcționare în porțiuni neliniare ale caracteristicilor statice, în alte cazuri se poate ajunge la distrugerea tranzistorului. De exemplu, creșterea temperaturii cauzează creșterea curentului de colector I_C ; creșterea curentului cauzează o nouă creștere a temperaturii, care la rândul ei duce la creșterea lui I_C etc.; procesul poate continua pînă la distrugerea joncțiunii colector-bază, unde are loc cel mai pronunțat proces de încălzire.

În practică, ne interesează ca variația curentului de colector în funcție de temperatură să fie cît mai mică; parametrul cel mai puternic afectat de temperatură este I_{CO} . De fapt, instabilitatea termică este cauzată în principal de variațiile curentului I_C ca urmare a variației curentului I_{CO} cu temperatura; pentru caracterizarea instabilității termice se utilizează *factorul de stabilitate* S definit ca

$$S = \partial I_C / \partial I_{CO}. \quad (12.30)$$

Întrucît variațiile temperaturii sînt procese lente în timp, vom opera cu componentele continue. Valori mici ale lui S implică un grad înalt de stabilitate.

Relația (12.30) presupune că restul parametrilor nu sînt influențați de temperatură; în realitate și alte mărimi, cum ar fi V_B și β , variază cu temperatura și uneori trebuie luate în considerație.

Scriem expresia generală a curentului de colector pentru conexiunea EC

$$I_C = \beta_0 I_B + (\beta_0 + 1) I_{CO}, \quad (12.31)$$

de unde (presupunînd β_0 constant)

$$S = \frac{\beta_0 + 1}{1 - \beta_0 dI_B/dI_C}. \quad (12.32)$$

În schema din figura 12.10, a, I_B nu depinde de I_C , prin urmare $S = \beta_0 + 1$, deci factorul de stabilitate termică are o valoare ridicată.

În schema din figura 12.10, b are loc micșorarea lui S prin faptul că R_b este conectat la colectorul tranzistorului: creșterea lui I_C produce scăderea lui V_C care atrage după sine micșorarea curentului I_B ; drept urmare, tendința de creștere a curentului este mult atenuată în comparație cu schema din figura 12.10, a. Pentru calculul factorului de instabilitate S stabilim o relație între I_B și I_C ; se observă că

$$V_{CC} = (I_C + I_B)R_c + I_B R_b + V_B, \quad (12.33)$$

de unde

$$I_B = \frac{V_{CC} - I_C R_c - V_B}{R_c + R_b}. \quad (12.34)$$

Avînd în vedere că V_B este independent de I_C rezultă

$$dI_B/dI_C = -R_c/(R_b + R_c); \quad (12.35)$$

introducînd în (12.32), se obține

$$S = \frac{\beta_0 + 1}{1 + \beta_0 R_c/(R_b + R_c)}. \quad (12.36)$$

Cea mai bună stabilizare termică se obține prin conectarea rezistorului R_E în circuitul de emitor (fig. 12.10, c); capacitorul C_E constituie un drum de scurgere la masă pentru componenta alternativă de semnal.

Întrucît schema din figura 12.10, c este foarte des utilizată în practică, vom arăta și modul de trasare a dreptei de sarcină și fixarea punctului static de funcționare. Utilizînd teorema lui Thévenin, transformăm circuitul care asigură polarizarea pozitivă a bazei, rezultînd schema din figura 12.11, a, unde

$$V_0 = V_{CC} R_2/(R_1 + R_2), \quad R_b = R_1 R_2/(R_1 + R_2). \quad (12.37)$$

Referindu-ne la componentele continue, pentru circuitul de intrare avem

$$V_0 = I_B R_b + V_B + (I_C + I_B) R_E. \quad (12.38)$$

Considerînd pe V_B independent de I_C , obținem

$$dI_B/dI_C = -R_E/(R_E + R_b); \quad (12.39)$$

introducînd în (12.32) rezultă

$$S = \frac{\beta_0 + 1}{1 + \beta_0 R_E/(R_E + R_b)} = (\beta_0 + 1) \frac{1 + R_b/R_E}{\beta_0 + 1 + R_b/R_E}; \quad (12.40)$$

de unde rezultă că $S \rightarrow 1$, cînd $R_b/R_E \rightarrow 0$; prin urmare, acțiunea de stabilizare termică va fi cu atît mai eficientă, cu cît R_E are o valoare mai ridicată. Însă R_E nu poate fi mărit oricît, deoarece trebuie mărită și tensiunea de alimentare V_{CC} peste valorile uzuale; totodată intervin dificultăți în alegerea elementelor divizorului R_1, R_2 .

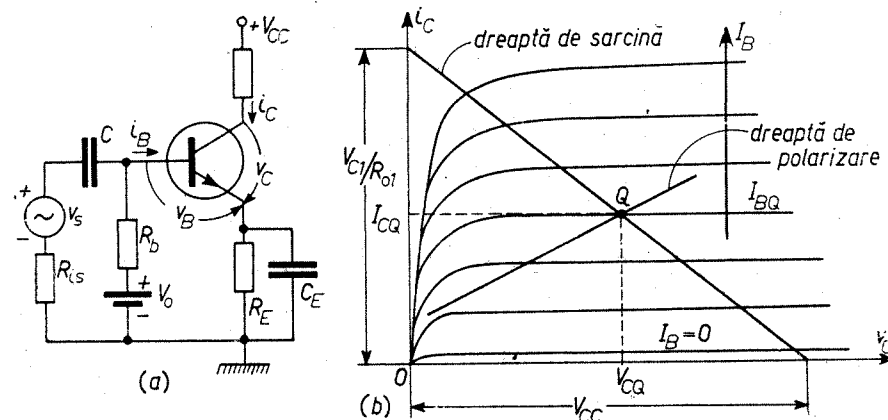


Fig. 12.11. a — Schema obținută din figura 12.10, c prin aplicarea teoremei Thévenin pe circuitul de intrare; b — dreaptă de sarcină și dreaptă de polarizare.

Pentru stabilirea ecuației și trasarea dreptei de sarcină luăm în considerație valorile instantanee totale; scriem ecuațiile pentru circuitul de intrare și cel de ieșire al schemei din figura 12.11, a

$$V_0 - v_B = i_B(R_b + R_E) + i_C R_E, \quad (12.41)$$

$$V_{CC} - v_C = i_B R_E + i_C(R_c + R_E).$$

Rezolvînd sistemul (12.41) în raport cu i_C se obține

$$i_C = \frac{(V_{CC} - v_C)(R_b + R_E) - (V_0 - v_B)R_E}{R_b R_c + R_b R_E + R_E R_c} \quad (12.42)$$

Avînd în vedere că în toate cazurile $V_0 \gg v_B$ ($v_B = V_{BQ} + v_b$), ultima relație devine

$$i_C = \frac{V_{CC}(R_b + R_E) - V_0 R_E}{R_b R_c + R_b R_E + R_E R_c} - \frac{v_C(R_b + R_E)}{R_b R_c + R_b R_E + R_E R_c}, \quad (12.43)$$

care poate fi pusă sub forma

$$v_C = V_{CC} - \frac{V_0 R_E}{R_b + R_E} - \frac{R_b R_c + R_b R_E + R_E R_c}{R_b + R_E} i_C \quad (12.44)$$

sau

$$v_C = V_{C1} - i_C R_{01}, \quad (12.45)$$

unde

$$V_{C1} = V_{CC} - \frac{V_0 R_E}{R_b + R_E}, \quad R_{01} = \frac{R_b R_c + R_b R_E + R_E R_c}{R_b + R_E} \quad (12.46)$$

Relația (12.45) reprezintă ecuația dreptei de sarcină care intersectează axele în punctele (O , V_{C1}) și (V_{C1}/R_{01} , O) (fig. 12.11, b) avînd panta $-1/R_{01}$. În cazul de față, dreapta de sarcină reprezintă locul geometric al punctelor de funcționare cînd tensiunea de intrare variază. Pentru a determina punctul static de funcționare Q trebuie cunoscută valoarea curentului de bază. Rezolvînd sistemul (12.41) în raport cu i_B se obține

$$i_B = \frac{(V_0 - v_B)(R_E + R_c) - (V_{CC} - v_C)R_E}{R_b R_c + R_b R_E + R_E R_c}; \quad (12.47)$$

avînd în vedere că totdeauna $V_0 \gg v_B$, relația (12.47) se simplifică

$$i_B = \frac{V_0(R_E + R_c) - (V_{CC} - v_C)R_E}{R_b R_c + R_b R_E + R_E R_c} \quad (12.48)$$

Relația (12.48) se reprezintă grafic în familia de caracteristici de ieșire și este numită *dreaptă de polarizare*. Intersecția dreptei de sarcină cu dreapta de polarizare determină poziția punctului de funcționare static (fig. 12.11, b).

XII.5. DIAGramele Tensiunilor și Curenților. Caracteristici Dinamice

a) Diagramele tensiunilor și curenților pentru tranzistori TEC și pentode

Tranzistorii TEC și pentodele sînt dispozitive comandate în tensiune și au familiile de caracteristici de ieșire asemănătoare, prin urmare ele pot fi tratate împreună; triodele au familiile de caracteristici de ieșire diferite de cele ale pentodelor și necesită o tratare aparte. Atunci cînd în circuitul de ieșire al dispozitivului electronic se conectează o impedanță (rezistor) de sarcină se spune că dispozitivul funcționează în *regim dinamic*. În acest regim de funcționare, variația tensiunii de pe terminalul de intrare (poartă, grilă) produce variația curenților din dispozitiv și totodată variația tensiunilor

de pe terminalul de ieșire (drenă, anod), în condițiile cînd tensiunile continue de alimentare rămîn constante.

Considerăm schema unui amplificator cu tranzistor TECJ cu canal N în conexiune SC (fig. 12.12): variația tensiunii aplicate pe poartă produce

variația curentului de drenă și a tensiunii de pe drenă (menținînd constantă tensiunea de alimentare V_{DD}). Curbele pe care se mișcă punctul de funcționare în regim dinamic se numesc *caracteristici dinamice*. Astfel, dreapta de sarcină în familia caracteristicilor de drenă avînd panta $-1/R_d$ este de fapt *caracteristica dinamică de ieșire* (fig. 12.13, b); această caracteristică reprezintă locul geometric al punctelor (instantanee) de funcționare cînd variază tensiunea aplicată pe poartă. Trebuie subliniat că în acest paragraf ne referim la caracteristici dinamice pentru regimul lent variabil, care la limită poate fi considerat un regim continuu; caracteristica dinamică pentru regimul alternativ este prezentată în paragraful următor.

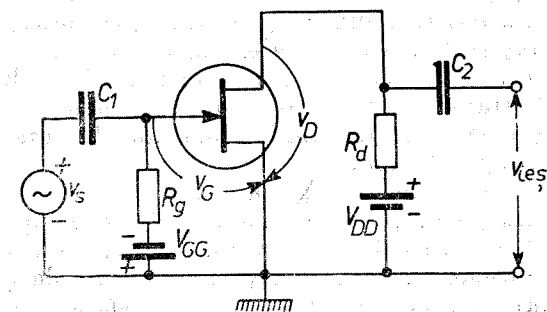


Fig. 12.12. Amplificator cu tranzistor TECJ în conexiune SC.

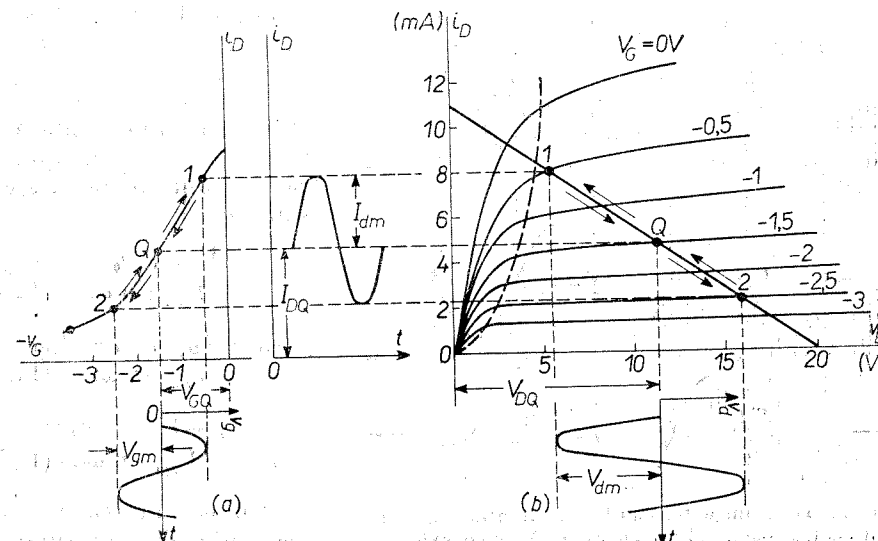


Fig. 12.13. Caracteristici dinamice ale amplificatorului din figura 12.12:

a — de transfer; b — de ieșire.

În mod analog se poate determina *caracteristica dinamică de transfer* în familia caracteristicilor de transfer $i_D = f(v_g)$ (fig. 12.13, a). Modul de trasare a caracteristicilor dinamice rezultă din figura 12.13. Punctele de intersecție ale dreptei de sarcină cu caracteristicile statice de drenă sînt transportate

în familia caracteristicilor de transfer în care curentul i_D are aceeași scară. Avînd în vedere că în regiunea normală de funcționare (regiunea de saturație a caracteristicilor de drenă) curentul de drenă este slab influențat de către tensiunea de drenă, caracteristicile de transfer, trasate cu V_D parametru sînt foarte apropiate între ele. Datorită acestui fapt, de multe ori în practică, caracteristica dinamică de transfer se aproximează prin una din caracteristicile statice de transfer (de exemplu, cea trasată pentru $V_D = V_{DQ}$). Dat fiind că caracteristicile statice de drenă nu sînt echidistante, caracteristica dinamică de transfer nu este o dreaptă; pentru a avea o funcționare nedistorsionată trebuie să ne limităm la o porțiune de caracteristică care poate fi aproximată printr-o dreaptă. \times

Presupunem că inițial tranzistorul se află în punctul static de funcționare caracterizat prin mărimile V_{GQ} , I_{DQ} , V_{DQ} . Aplicînd la intrare semnalul alternativ v_g , curentul de drenă variază după aceeași lege și în fază cu v_g ; tensiunea de drenă prezintă o variație opusă față de i_D , prin urmare, componenta alternativă a tensiunii de drenă este defazată cu 180° față de semnalul alternativ de pe poartă.

Diagramele complete ale tensiunilor și curenților pentru tranzistorul TECJ cu canal N sînt arătate în figura 12.14 (scările sînt diferite).

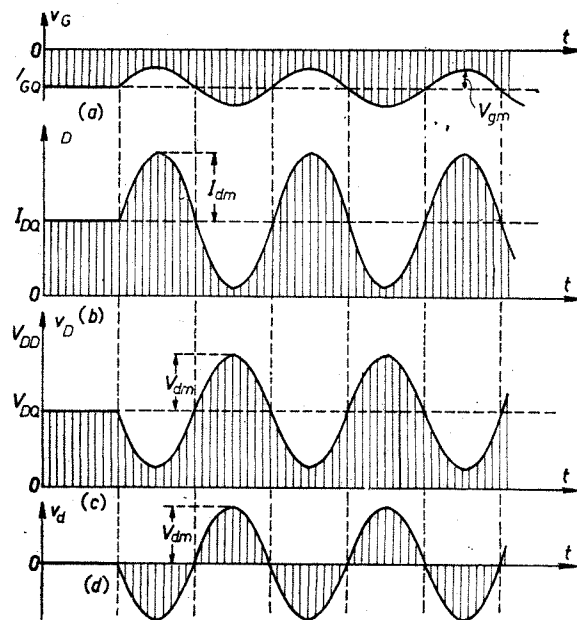


Fig. 12.14. Diagramele tensiunilor și curenților amplificatorului cu tranzistor TECJ cu canal N în conexiune SC.

ratorului de tensiune v_g , pot fi considerate zero se poate pune $v_g = v_s$; de asemenea, dacă reactanța capacitorului C_2 poate fi considerată zero avem $v_{ies} \approx v_d$.

Considerentele, schemele și diagramele prezentate mai sus sînt valabile și în cazul tranzistorilor TECMOS cu canal inițial și al pentodelor. În cazul tranzistorilor TECMOS cu canal indus de tip N trebuie ținut seama de faptul că în regimul normal de funcționare, poarta este polarizată pozitiv în raport cu sursa.

În orice moment, înălțimea liniei verticale de hașur este proporțională cu valoarea instantanee totală a mărimii respective; în figura 12.14, d s-a reprezentat tensiunea măsurată după capacitorul C_2 , $v_{ies} \approx v_d$.

Expresiile analitice ale mărimilor reprezentate în diagrame sînt (presupunînd că semnalul de intrare este sinusoidal)

$$v_g = -V_{GQ} + v_g = -V_{GQ} + V_{gm} \sin \omega t, \quad (12.49)$$

$$i_D = I_{DQ} + i_d = I_{DQ} + I_{dm} \sin \omega t, \quad (12.50)$$

$$v_D = V_{DQ} + v_d = V_{DQ} - V_{dm} \sin \omega t. \quad (12.51)$$

Numai în cazul cînd reactanța capacitorului C_1 și rezistența internă a gene-

b) Diagramele tensiunilor și curenților pentru tranzistorii bipolari

Considerăm schema unui amplificator cu tranzistor bipolar NPN în conexiune EC (fig. 12.15). În regiunea activă de funcționare, joncțiunea emitor-bază este polarizată direct, deci putem considera că tranzistorul este comandat în curent; pentru realizarea comenzii în curent este necesar ca generatorul de semnal aplicat la intrare să aibă rezistența internă R_{is} suficient de mare, astfel încît sistemul format din v_s și R_{is} să constituie un generator de curent constant. Desigur este posibilă și comanda în tensiune a tranzistorului bipolar, mai ales cînd R_{is} este de același ordin de mărime cu rezistența joncțiunii emitor-bază polarizată direct. Avînd în vedere însă că caracteristicile de transfer $I_C = f(I_B)$ sînt liniare, pentru a obține o caracteristică dinamică de transfer liniară este preferabilă comanda în curent. Variația tensiunii aplicate pe bază produce variația curentului de bază, a curentului de colector și a tensiunii de colector.

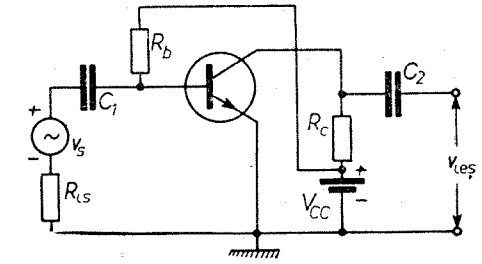


Fig. 12.15. Amplificator cu tranzistor bipolar în conexiune EC.

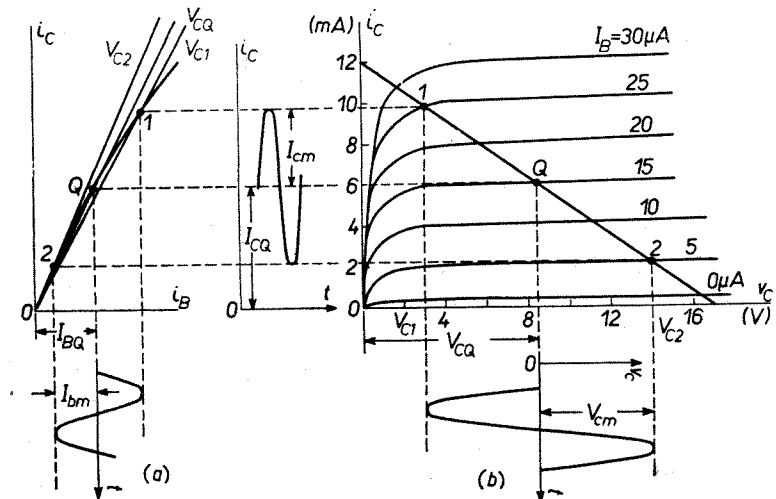


Fig. 12.16. Caracteristici dinamice ale amplificatorului din figura 12.15: a - de transfer; b - de ieșire.

Trasarea dreptei de sarcină în familia caracteristicilor de colector (caracteristica dinamică de ieșire) este arătată în figura 12.16, b; transportînd punctele de intersecție ale dreptei de sarcină cu caracteristicile statice în familia caracteristicilor de transfer în care curentul i_C are aceeași scară, se obține caracteristica dinamică de transfer (fig. 12.16, a). Atunci cînd curentul de

bază variază, are loc variația curentului de colector în fază cu i_B ; variațiile tensiunii de colector sînt în fază opusă față de variațiile lui i_C , v_B și i_B .

Diagramele complete ale tensiunilor și curentilor pentru un tranzistor bipolar de tip *NPN* sînt arătate în figura 12.17; scările sînt diferite. Înălțimea liniei verticale de hașur este proporțională cu valoarea instantanee totale a mărimii respective; în figura 12.17, e s-a reprezentat tensiunea măsurată după capacitorul C_2 .

Expresiile analitice ale mărimilor reprezentate în diagrame sînt (presupunind că semnalul de intrare este sinusoidal)

$$v_B = V_{BQ} + v_b = V_{BQ} + V_{bm} \sin \omega t, \quad (12.52)$$

$$i_B = I_{BQ} + i_b = I_{BQ} + I_{bm} \sin \omega t, \quad (12.53)$$

$$i_C = I_{CQ} + i_c = I_{CQ} + I_{cm} \sin \omega t, \quad (12.54)$$

$$v_C = V_{CQ} + v_c = V_{CQ} - V_{cm} \sin \omega t. \quad (12.55)$$

În cazul tranzistorilor bipolari, totdeauna $v_b \neq v_s$; cînd reacțanța capacitorului C_2 tinde la zero se poate lua $v_{ies} = v_c$.

XII.6. CARACTERISTICI DINAMICE ÎN CURENT ALTERNATIV

În schemele analizate pînă în prezent s-a presupus că sarcina constă dintr-un rezistor ohmic conectat între sursa de alimentare și terminalul de ieșire; în realitate, impedanța conectată între capacitorul C_2 și

Fig. 12.17. Diagramele tensiunilor și curentilor amplificatorului cu tranzistor bipolar de tip *NPN* în conexiune EC.

masă nu este infinită și constă dintr-un grup de elemente R , C , L . Considerăm un amplificator de tensiune cu cuplaj *RC*, echipat cu un tranzistor *TECJ* cu canal *N* în conexiune *SC* (fig. 12.18, *a*), unde Z reprezintă impedanța de intrare a etajului următor sau impedanța unui consumator oarecare; în locul tranzistorului *TECJ* se poate monta un tranzistor *TECMOS* sau o pentodă luînd de fiecare dată tensiunile de alimentare și polarizările adecvate.

Atunci cînd semnalul alternativ de intrare nu este aplicat încă, ne aflăm în condiții de curent continuu (sau regim lent variabil), reacțanța capaci-

torului C_2 este infinită și sarcina amplificatorului este constituită numai din R_d . Trasăm dreapta de sarcină pentru componenta continuă (regim lent variabil) în familia caracteristicilor de drenă (fig. 12.18, *b*); panta acestei drepte este $-1/(R_d + R_s)$, iar punctele de intersecție cu axele sînt $(0, V_{DD})$

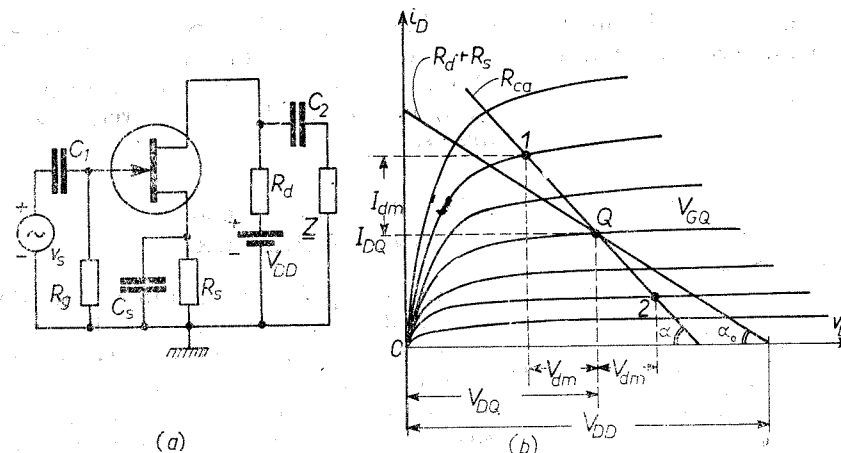


Fig. 12.18. *a* – Amplificator cu tranzistor *TECJ* avînd cuplată o impedanță Z ; *b* – caracteristică dinamică în curent alternativ.

și $[V_{DD}/(R_d + R_s), 0]$. Atunci cînd se aplică semnalul alternativ de intrare de pulsație ω , impedanța de sarcină a amplificatorului este

$$\underline{Z}_{ca} = \frac{R_d Z_2}{R_d + Z_2}, \quad (12.56)$$

unde $\underline{Z}_2 = Z + 1/j\omega C_2$.

Presupunînd că la frecvența semnalului reacțanța capacitorului C_2 este practic zero și că Z constă dintr-o rezistență ohmică R , relația (12.56) devine

$$R_{ca} = RR_d/(R + R_d) = R_d \parallel R. \quad (12.57)$$

În prezența semnalului de intrare, locul geometric al valorilor instantanee i_D și v_D se vor găsi pe dreapta de pantă $\tan \alpha = -1/R_{ca}$ numită *dreaptă de sarcină în curent alternativ*. Întrucît $R_{ca} < R_d$, panta dreptei de sarcină în c.a. este mai mare decît cea a dreptei de sarcină în c.c. În cazul amplificatorilor de tensiune, de obicei avem $R_d \ll R$ și dreapta de sarcină în c.a. nu diferă esențial de dreapta de sarcină în c.c.; la amplificatorii de putere, diferența este importantă. Un caz cu totul particular îl constituie amplificatorul cu cuplaj prin transformator, unde cele două drepte de sarcină, în c.a. și în c.c., diferă total una de alta; acest caz va fi tratat în detaliu la studiul amplificatorului cu cuplaj prin transformator.

Considerentele expuse în acest paragraf rămîn valabile și pentru amplificatorii cu tuburi electronice și tranzistori bipolari.

În cazul cînd sarcina nu este pur rezistivă, atunci între v_d și i_d , defazajul va fi diferit de 180° , adică

$$i_d = I_{dm} \sin \omega t, \quad (12.58)$$

$$v_d = -V_{dm} \sin(\omega t + \varphi).$$

Ultimele două relații constituie ecuațiile parametrice ale unei elipse, prin urmare caracteristica dinamică de ieșire în regim alternativ va fi o elipsă (fig. 12.19); axa mare a elipsei (linia punctată) face unghiul $\alpha_0 = -\arctg(1/Z_{ca})$ cu abscisa.

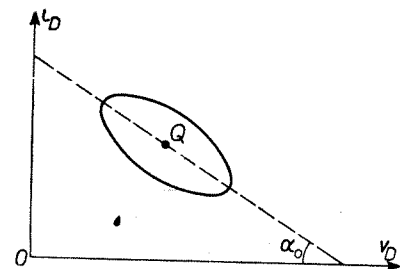


Fig. 12.19. Caracteristică dinamică în curent alternativ în cazul unei sarcini complexe.

XII.7. BILANȚUL ENERGETIC ÎN AMPLIFICATORI

Alegerea punctului de funcționare static este condiționată de mai mulți factori dintre care cei mai importanți sînt neliniaritățile caracteristicilor statice de ieșire și puterea maximă admisă disipată pe dispozitiv. Dat fiind că puterea se disipă în

principal pe circuitul de ieșire, unde circulează o putere relativ mare, facem bilanțul energetic al acestui circuit.

Vom considera un amplificator echipat cu tranzistor TECMOS cu canal inițial de tip N (fig. 12.20, a); întrucît ne referim numai la circuitul de ieșire,

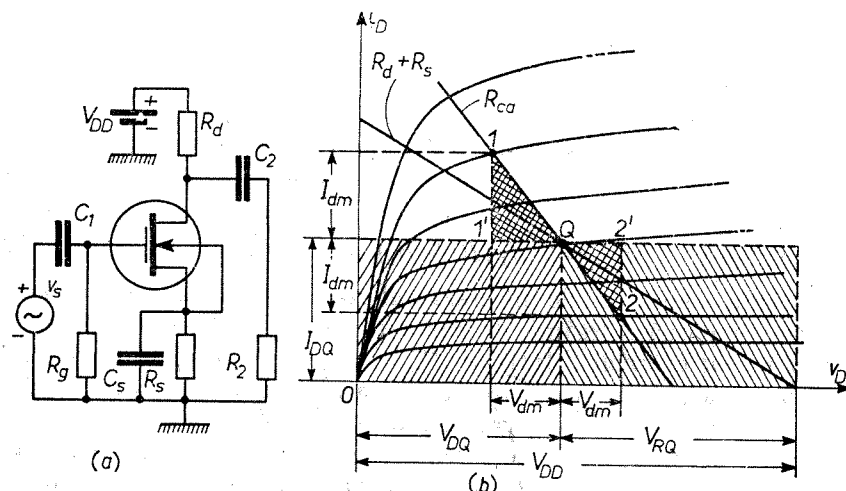


Fig. 12.20, a - Amplificator cu tranzistor TECMOS; b - grafice pentru determinarea bilanțului energetic.

calculule și concluziile care vor rezulta din analiza acestei scheme pot fi aplicate direct la schemele echipate cu tranzistori TECJ, TECMOS cu canal

indus, tuburi electronice și tranzistori bipolari (în cazul triodelor, construcția grafică suferă unele modificări).

Valorile instantanee totale ale curentului și tensiunii de drenă sînt (presupunînd un semnal de intrare sinusoidal)

$$i_D = I_{DQ} + I_{dm} \sin \omega t, \quad (12.59)$$

$$v_D = V_{DQ} - V_{dm} \sin \omega t. \quad (12.60)$$

Considerînd mai întîi regimul de curent continuu, puterea totală consumată de la sursa de alimentare în circuitul de ieșire este

$$P_0 = I_{DQ} V_{DD}; \quad (12.61)$$

în familia caracteristicilor de ieșire (fig. 12.20, b), această putere este proporțională cu aria dreptunghiului avînd laturile V_{DD} și I_{DQ} . Puterea P_0 are două componente: puterea disipată pe tranzistor P_{0D} și puterea disipată pe rezistorii R_d și R_s , notată cu P_{0R} ; avem

$$P_0 = P_{0D} + P_{0R}, \quad (12.62)$$

unde

$$P_{0D} = I_{DQ} V_{DQ}, \quad (12.63)$$

$$P_{0R} = I_{DQ} V_{RQ}, \quad (12.64)$$

$$V_{RQ} = I_{DQ}(R_d + R_s) \simeq I_{DQ} R_d \quad (12.65)$$

(în general, $R_s \ll R_d$).

Aplicăm semnalul alternativ la intrare; în acest caz se operează cu valorile instantanee totale ale diferitelor mărimi: curenți, tensiuni, puteri. Trebuie remarcat că numai o fracțiune din componenta alternativă a curentului de drenă trece prin sursa de alimentare; notăm această fracțiune cu $I_{1d} \sin \omega t$ (cealaltă fracțiune se închide prin C_2 și R_2). Diferitele componente ale puterii se calculează prin integrare și mediere pe durata unei perioade a puterilor instantanee respective. Puterea instantanee cedată de sursa de alimentare este

$$p_0 = V_{DD}(I_{DQ} + I_{1d} \sin \omega t), \quad (12.66)$$

deci puterea medie pe timp de o perioadă va fi

$$P_0 = \frac{1}{T} \int_0^T p_0 dt = \frac{1}{T} \int_0^T V_{DD}(I_{DQ} + I_{1d} \sin \omega t) dt = V_{DD} I_{DQ}; \quad (12.67)$$

expresia obținută este identică cu (12.61). Prin urmare, puterea consumată de la sursa de alimentare rămîne aceeași, indiferent dacă regimul de funcționare este continuu sau alternativ.

În mod analog calculăm puterile medii pe tranzistor și pe impedanța de sarcină. Pentru tranzistor avem

$$P_D = \frac{1}{T} \int_0^T p_D dt = \frac{1}{T} \int_0^T i_D v_D dt = \frac{1}{T} \int_0^T (I_{DQ} + I_{am} \sin \omega t)(V_{DQ} - V_{am} \sin \omega t) dt = \\ = I_{DQ} V_{DQ} - V_{am} I_{am} / 2. \quad (12.68)$$

Notind

$$P_{\sim} = V_{am} I_{am} / 2, \quad (12.69)$$

se poate scrie

$$P_D = P_{0D} - P_{\sim}, \quad (12.70)$$

de unde rezultă că în regim alternativ, puterea disipată pe tranzistor este mai mică, în sensul că puterea alternativă P_{\sim} este transferată de la tranzistor spre sarcină.

Pentru sarcină avem (considerind $X_{c2} \simeq 0$, valoarea sarcinii este $R_{ca} = R_a || R_2$)

$$P_R = \frac{1}{T} \int_0^T p_R dt = \frac{1}{T} \int_0^T i_D v_R dt = P_{0R} + P_{\sim}, \quad (12.71)$$

unde

$$P_{\sim} = I_{am}^2 R_{ca} / 2 = V_{am} I_{am} / 2. \quad (12.72)$$

Puterea utilă de ieșire P_{\sim} este proporțională cu aria triunghiului dublu hașurat din figura 12.20, b. Se constată că din punctul de vedere al puterii disipate pe dispozitiv este mai avantajos regimul alternativ decât regimul continuu: puterea disipată pe dispozitiv se micșorează cu cantitatea P_{\sim} care este transferată către sarcină. Putem da acum o definiție a procesului de amplificare: *amplificarea reprezintă procesul de transformare a unei părți din energia consumată de la sursa de alimentare a circuitului de ieșire în energie utilă a semnalului alternativ.*

Relațiile (12.67) – (12.72) pot fi particularizate pentru tuburile electronice și tranzistorii bipolari; avem

$$P_0 = V_{AA} I_{AQ}, P_A = P_{0A} - P_{\sim}, P_R = P_{0R} + P_{\sim}, P_{\sim} = I_{am} V_{am} / 2, \quad (12.73)$$

$$P_0 = V_{CC} I_{CQ}, P_C = P_{0C} - P_{\sim}, P_R = P_{0R} + P_{\sim}, P_{\sim} = I_{cm} V_{cm} / 2. \quad (12.74)$$

Randamentul amplificatorului pentru circuitul de ieșire este definit prin relația

$$\eta = P_{\sim} / P_0. \quad (12.75)$$

XII.8. CLASE DE FUNCȚIONARE A AMPLIFICATORILOR

Termenul *clasă* descrie un mod de funcționare al amplificatorului, specificat prin condițiile de trecere (circulație) a curentului de ieșire (i_D, i_A, i_C) pe durata unei perioade a semnalului alternativ de intrare. În prezența semnalului alternativ de intrare, punctul de funcționare instantaneu evoluează pe caracteristica dinamică. Fixind în mod corespunzător tensiunile sau curenții de polarizare, amplitudinea semnalului de intrare și tensiunile de alimentare se pot obține diferite clase de funcționare.

Dacă curentul de ieșire circulă pe întreaga perioadă a semnalului de intrare se spune că amplificatorul funcționează în clasa A; dacă acest curent circulă numai pe o anumită porțiune a perioadei, iar pe restul perioadei dispozitivul este blocat, avem alte clase de funcționare.

Drept criteriu pentru caracterizarea clasei de funcționare se folosește fie timpul relativ de circulație τ_c , fie unghiul de circulație θ_c . Ne referim la caracteristica dinamică de transfer a unui tranzistor TEC sau a unui tub electronic, pe care o liniarizăm (fig. 12.21). Alegem polarizarea circuitului de intrare, tensiunea de alimentare și valoarea rezistorului de sarcină, astfel încît punctul static de funcționare Q să se găsească pe mijlocul caracteristicii dinamice de transfer, iar amplitudinea semnalului de intrare să nu depășească tensiunea V_{CQ} (punctul de funcționare nu depășește limitele caracteristicii dinamice); în acest caz, amplificatorul funcționează în clasa A.

Timpul relativ de circulație a curentului de ieșire are expresia

$$\tau_c = t_i / T = \omega t_i / 2\pi, \quad (12.76)$$

unde t_i este durata cît circulă curentul de drenă pe timp de o perioadă. Unghiul de circulație are expresia

$$\theta_c = 2\pi\tau_c. \quad (12.77)$$

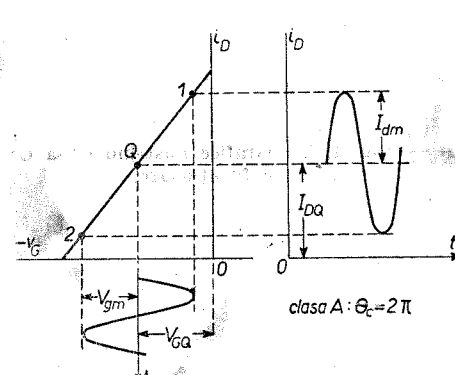


Fig. 12.21. Grafice pentru clasa A de funcționare.

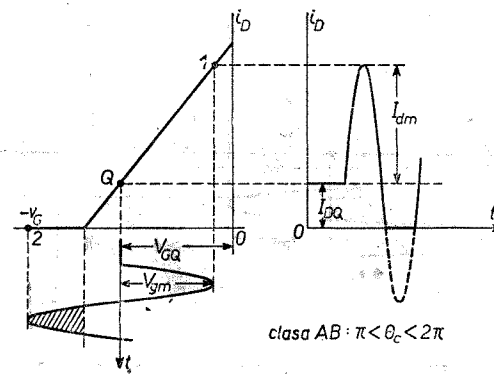


Fig. 12.22. Grafice ilustrând clasa AB de funcționare.

În clasa A de funcționare avem $\theta_c = 2\pi$, deoarece $\tau_c = 1$ ($t_i = T$). Amplificatorii prezentați anterior în acest capitol funcționează în clasa A.

Dacă punctul static de funcționare se fixează în apropierea cotului inferior al caracteristicii dinamice de transfer (fig. 12.22), iar amplitudinea semna-

lului de intrare este suficient de mare încât pe o anumită porțiune a perioadei dispozitivul este blocat, avem clasa AB de funcționare. În acest caz, $T/2 < t_i < T$, prin urmare $\pi < \theta_c < 2\pi$.

Fixând punctul static de funcționare chiar pe cotul inferior al caracteristicii dinamice de transfer (fig. 12.23) se obține clasa B de funcționare, indiferent de amplitudinea semnalului de intrare.

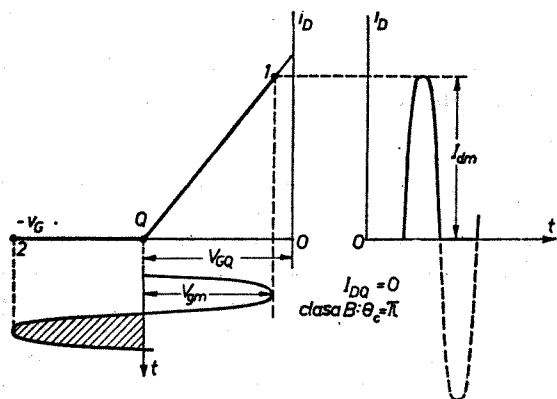


Fig. 12.23. Grafice ilustrând clasa B de funcționare.

Curentul de drenă circulă numai o jumătate de perioadă; în cealaltă jumătate de perioadă, tubul este blocat. În acest caz, $\theta_c = \pi$.

Fixând punctul static de funcționare la stînga cotului inferior al caracteristicii dinamice de transfer (fig. 12.24) se obține clasa C de funcționare;

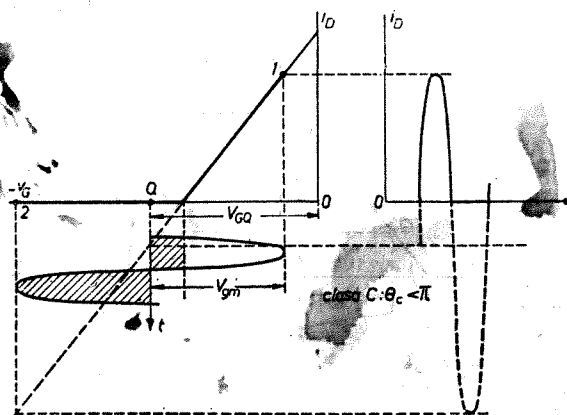


Fig. 12.24. Grafice ilustrând clasa C de funcționare.

curentul de ieșire circulă mai puțin de jumătate de perioadă, prin urmare $\theta_c < \pi$.

Clasele de funcționare AB și B se întâlnesc în amplificatorii de AF de putere unde se utilizează montaje în contratimp; clasa C de funcționare se întâlnește în amplificatorii de RF unde sarcina este constituită dintr-un circuit oscilant acordat, care separă numai oscilația fundamentală.

XII.9. FACTORI LIMITANȚI ÎN ALEGEREA PUNCTULUI DE FUNCȚIONARE

a) *Tranzistori TEC*. Referindu-ne la un tranzistor TECMOs cu canal inițial de tip N , există mai mulți factori care limitează regiunea permisă în familia caracteristicilor de ieșire, în limitele căreia poate fi localizat punctul

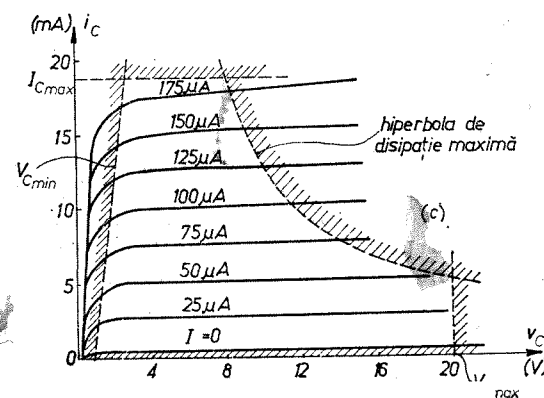
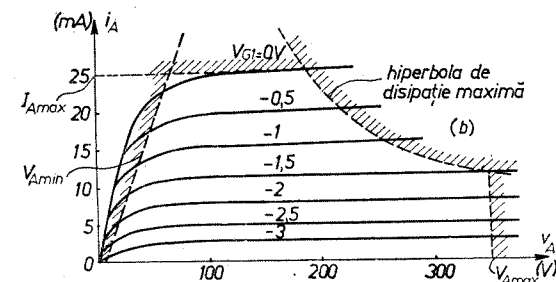
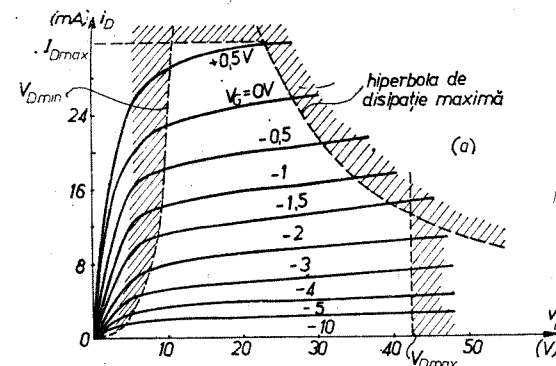


Fig. 12.25. Alegerea punctului de funcționare:

a — tranzistori TEC; b — tuburi electronice; c — tranzistori bipolari.

de funcționare (fig. 12.25, a). Astfel, pentru obținerea unei amplificări liniare, punctul de funcționare trebuie să evolueze numai în regiunea de saturație, unde caracteristicile de drenă sînt drepte paralele între ele; tensiunea minimă

de drenă care limitează regiunea permisă este determinată de relația $V_{D\min} \geq V_G - V_P$. Regiunea permisă este limitată și de o valoare maximă a tensiunii de drenă $V_{D\max} \leq V_{DB}$, unde V_{DB} este tensiunea de străpungere a canalului între sursă și drenă. Cel mai important factor care limitează regiunea permisă este puterea de disipație maximă pe tranzistor; acest factor este caracterizat prin *hiperbola de disipație maximă*, a cărei expresie este $I_D = P_{D\max}/V_D$. Valoarea $P_{D\max}$ se determină din condiția ca temperatura dispozitivului să nu depășească limita de siguranță: 100°C pentru Ge, 200°C pentru Si. Trebuie avut în vedere că puterea disipată pe tranzistor este o putere medie; este posibil ca pentru intervale mici în raport cu perioada, punctul de funcționare să depășească hiperbola de disipație maximă, adică să avem $P_D > P_{D\max}$. Uneori apare necesitatea limitării și a valorii maxime a curentului de drenă, $I_D \leq I_{D\max}$ (în special la tranzistorii TECMOs cu canal indus); curentul minim de drenă este $I_{D\min} = 0$.

b) *Tuburi electronice*. Considerând familia caracteristicilor de ieșire ale unei pentode (fig. 12.25, b), principalul factor limitant al regiunii permise este hiperbola de disipație maximă, $I_A = P_{A\max}/V_A$; deși nu există o limitare strictă, se evită totuși domeniul valorilor exagerat de mari ale tensiunii anodice, fie chiar și pentru motivul că este mai dificil de construit o sursă de alimentare anodică având tensiuni relativ mari. Pentru a avea o amplificare liniară, punctul de funcționare nu trebuie să evolueze pe porțiunea neliniară a caracteristicilor din stînga „cotului”. Dacă este necesar se limitează și valoarea maximă a curentului anodic, $I_{A\max} \leq I_A(0)$, unde $I_A(0)$ este curentul corespunzător tensiunii $V_{G1} = 0$.

c) *Tranzistori bipolari*. Pentru conexiunea EC, regiunea permisă în familia caracteristicilor de ieșire (fig. 12.25, c) este limitată de următorii factori:

- hiperbola de disipație maximă, $I_C = P_{C\max}/V_C$ (puterea se disipă în principal pe joncțiunea colector-bază și se urmărește ca temperatura acestei joncțiuni să nu depășească 100°C pentru Ge și 200°C pentru Si);

- tensiunea de colector nu trebuie să depășească valoarea de străpungere $V_{CE} \leq V_{CEO}$ (V_{CEO} este specificat în cataloage);

- curentul de colector nu trebuie să depășească o anumită valoare maximă $I_{C\max}$ specificată în cataloage, deoarece prin depășirea acestei valori are loc distrugerea tranzistorului;

- valoarea minimă a curentului de colector este I_{CEO} , regiunea permisă fiind limitată prin caracteristica corespunzătoare valorii $I_B = 0$;

- în regim de amplificare liniară, punctul de funcționare nu trebuie să evolueze în regiunea de saturație, unde caracteristicile au o neliniaritate pronunțată, deci regiunea permisă este limitată și de curba $V_{CE} \geq V_{BE}$ (în regim de comutare, regiunea permisă se poate întinde și în regiunea de saturație, unde $V_{CE} < V_{BE}$).

În cazul cînd se urmărește obținerea unor puteri utile mari la ieșire, la schemele echipate cu tranzistori se utilizează *radiatoare* de răcire; în felul acesta, $P_{D\max}$ și $P_{C\max}$ pot lua valori mult mai ridicate și regiunea permisă se întinde pe o suprafață considerabil mai mare. Puterea utilă maximă la ieșire depinde direct de $P_{C\max}$, respectiv $P_{D\max}$, anume

$$P_{\sim\max} = \frac{\eta_a}{1 - \eta_a} P_{C\max}, \quad P_{\sim\max} = \frac{\eta_a}{1 - \eta_a} P_{D\max}, \quad (12.78)$$

unde η_a este *randamentul dispozitivului electronic* ($\eta_a = P_{\sim}/P_{OC}$, $\eta_a = P_{\sim}/P_{OD}$).

Capitolul XIII

CIRCUITE ECHIVALENTE ALE DISPOZITIVELOR ELECTRONICE

XIII.1. INTRODUCERE

Atunci cînd este montat într-o schemă pentru realizarea unei anumite funcții (amplificare, oscilație, detecție etc.), dispozitivul electronic se fixează într-un punct de funcționare static, care este determinat de valorile tensiunilor continue de alimentare (polarizare) aplicate pe diferite terminale. Dat fiind că între curenții care circulă prin dispozitiv și tensiunile aplicate pe terminale există în general relații neliniare (vezi cap. II—VI), rezultă că dispozitivele electronice sînt elemente de circuit neliniare. Dacă însă semnalele variabile de tensiune și curent cu care se operează în schemă sînt mici în raport cu tensiunile și curenții ce definesc punctul de funcționare static, atunci mărimile referitoare la semnale pot fi obținute în baza unei analize liniare, în sensul că între diferitele semnale de intrare și ieșire se pot stabili relații liniare. În acest caz, dispozitivul electronic se înlocuiește printr-un *circuit echivalent liniar* sau *model liniar* valabil pentru componentele alternative de semnal.

Trebuie subliniat că modelele liniare pot fi utilizate numai pentru determinarea efectelor pe care le are dispozitivul electronic asupra circuitului extern. Procesele fizice și parametrii diferitelor dispozitive depind de materialele utilizate, principiile constructive și structura tehnologică. Modelul liniar, ca oricare alt model, caracterizează comportarea externă a dispozitivului electronic, dar nu reflectă în general structura internă și procesele fizice din dispozitiv. Este necesar prin urmare să facem distincție între dispozitivul electronic concret și modelul utilizat pentru studiul comportării sale în diferite scheme. Este posibil, de exemplu, ca toate dispozitivele electronice cu comandă în tensiune să fie reprezentate prin același model, deși principiile constructive și de funcționare sînt diferite. Și invers, un anume dispozitiv poate fi reprezentat prin diferite modele în funcție de regimul de funcționare, gama de frecvențe etc.

În acest capitol se prezintă modelele liniare la frecvențe joase și la frecvențe înalte ale dispozitivelor electronice; unele aspecte legate de *modelele neliniare* (modele liniarizate pe porțiuni) sînt tratate în capitolul XVII.

XIII.2. CONSIDERAȚII GENERALE CU PRIVIRE LA MODELELE LINIARE ALE DISPOZITIVELOR ELECTRONICE

XIII.2.1. Modele liniare cu parametrii z , y , h

În regim alternativ de funcționare, dispozitivele electronice cu trei sau mai multe terminale pot fi privite ca rețele electrice cu patru borne accesibile (cuadripoli). Mărimile de intrare și ieșire au o componentă continuă și una

alternativă (de semnal); notăm aceste mărimi prin v_I, i_I, v_{II}, i_{II} care sînt niște valori instantanee totale, adică

$$\begin{aligned} v_I &= V_{IQ} + \Delta v_I, \quad i_I = I_{IQ} + \Delta i_I, \\ v_{II} &= V_{IIQ} + \Delta v_{II}, \quad i_{II} = I_{IIQ} + \Delta i_{II}. \end{aligned} \quad (13.1)$$

Oricare două din cele patru mărimi pot fi exprimate în funcție de celelalte două. Considerînd pe i_I și i_{II} variabile independente, iar pe v_I și v_{II} funcții, se poate scrie

$$v_I = f_1(i_I, i_{II}), \quad v_{II} = f_2(i_I, i_{II}). \quad (13.2)$$

Presupunînd că i_I și i_{II} au mici variații $\Delta i_I, \Delta i_{II}$ în jurul valorilor I_{IQ}, I_{IIQ} , atunci și v_I, v_{II} vor prezenta variații mici $\Delta v_I, \Delta v_{II}$ în jurul valorilor V_{IQ}, V_{IIQ} . Ne propunem să stabilim legătura dintre variațiile tensiunilor și cele ale curenților; în acest scop se utilizează dezvoltările în serie de puteri Taylor (funcțiile 13.2 sînt neliniare) în jurul punctului static de funcționare

$$\begin{aligned} v_I &= v_I|_Q + \left. \frac{\partial v_I}{\partial i_I} \right|_Q \Delta i_I + \left. \frac{\partial v_I}{\partial i_{II}} \right|_Q \Delta i_{II} + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 v_I}{\partial i_I^2} \right|_Q (\Delta i_I)^2 + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 v_I}{\partial i_{II}^2} \right|_Q (\Delta i_{II})^2 + \\ &\quad + \left. \frac{\partial^2 v_I}{\partial i_I \partial i_{II}} \right|_Q \Delta i_I \Delta i_{II} + \dots \end{aligned} \quad (13.3)$$

$$\begin{aligned} v_{II} &= v_{II}|_Q + \left. \frac{\partial v_{II}}{\partial i_I} \right|_Q \Delta i_I + \left. \frac{\partial v_{II}}{\partial i_{II}} \right|_Q \Delta i_{II} + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 v_{II}}{\partial i_I^2} \right|_Q (\Delta i_I)^2 + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 v_{II}}{\partial i_{II}^2} \right|_Q (\Delta i_{II})^2 + \\ &\quad + \left. \frac{\partial^2 v_{II}}{\partial i_I \partial i_{II}} \right|_Q \Delta i_I \Delta i_{II} + \dots \end{aligned} \quad (13.4)$$

Dacă variațiile curenților sînt foarte mici se pot neglija termenii de ordin superior reținîndu-se numai primii trei termeni din dezvoltare; în aceste condiții, comparînd ultimele două relații cu (13.1) și ținînd cont că $v_I|_Q = V_{IQ}, v_{II}|_Q = V_{IIQ}$ se obține

$$\Delta v_I = \left. \frac{\partial v_I}{\partial i_I} \right|_Q \Delta i_I + \left. \frac{\partial v_I}{\partial i_{II}} \right|_Q \Delta i_{II}, \quad (13.5)$$

$$\Delta v_{II} = \left. \frac{\partial v_{II}}{\partial i_I} \right|_Q \Delta i_I + \left. \frac{\partial v_{II}}{\partial i_{II}} \right|_Q \Delta i_{II}. \quad (13.6)$$

Vom considera că variațiile $\Delta i_I, \Delta i_{II}, \Delta v_I, \Delta v_{II}$ reprezintă componentele de semnal ale mărimilor i_I, i_{II}, v_I, v_{II} ; notînd aceste componente prin valorile instantanee alternative

$$\begin{aligned} \Delta i_I &= i_1, \quad \Delta v_I = v_1, \\ \Delta i_{II} &= i_2, \quad \Delta v_{II} = v_2, \end{aligned} \quad (13.7)$$

relațiile (13.5), (13.6) devin

$$v_1 = \left. \frac{\partial v_I}{\partial i_I} \right|_Q i_1 + \left. \frac{\partial v_I}{\partial i_{II}} \right|_Q i_2, \quad (13.8)$$

$$v_2 = \left. \frac{\partial v_{II}}{\partial i_I} \right|_Q i_1 + \left. \frac{\partial v_{II}}{\partial i_{II}} \right|_Q i_2. \quad (13.9)$$

Comparînd ultimele două relații cu ecuațiile ce definesc sistemul de parametri z ai cuadripolului se poate scrie

$$\begin{aligned} z_{11} &= \left. \frac{\partial v_I}{\partial i_I} \right|_Q, \quad z_{12} = \left. \frac{\partial v_I}{\partial i_{II}} \right|_Q, \\ z_{21} &= \left. \frac{\partial v_{II}}{\partial i_I} \right|_Q, \quad z_{22} = \left. \frac{\partial v_{II}}{\partial i_{II}} \right|_Q, \end{aligned} \quad (13.10)$$

deci (13.8) și (13.9) devin

$$v_1 = z_{11}i_1 + z_{12}i_2, \quad (13.11)$$

$$v_2 = z_{21}i_1 + z_{22}i_2. \quad (13.12)$$

Admițînd că componentele de semnal au frecvența suficient de joasă putem presupune că pentru majoritatea dispozitivelor electronice, elementele (parametrii) dependente de frecvență se comportă ca mărimi reale independente de frecvență. În acest caz, pentru a obține relațiile necesare între componentele de semnal (incrementale) ale tensiunilor și curenților, dispozitivul electronic poate fi înlocuit printr-un circuit echivalent de semnal mic (model liniar) de joasă frecvență cu parametri z (fig. 13.1, a); acești parametri sînt mărimi reale și reprezintă panta caracteristicilor statice în punctul de funcționare. Înlocuirea dispozitivului electronic prin modelul liniar de joasă frecvență reprezintă un exemplu de aplicare a teoremei suprapunerii, în sensul că separăm acțiunile componentelor continue și alternative ale curenților și tensiunilor; deși ne concentrăm atenția numai asupra componentelor alternative, se presupune în mod implicit că sînt prezente și componentele continue.

În mod similar pot fi deduse modelele liniare cu parametri y, h, g etc.

Considerînd pe v_I, v_{II} variabile independente, iar pe i_I, i_{II} funcții, rezultă sistemul

$$i_1 = y_{11}v_1 + y_{12}v_2, \quad (13.13)$$

$$i_2 = y_{21}v_1 + y_{22}v_2, \quad (13.14)$$

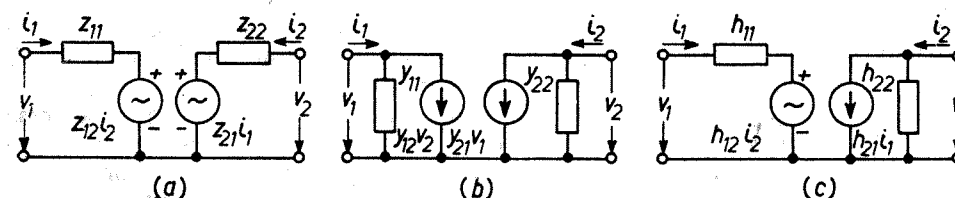


Fig. 13.1. Modele liniare ale dispozitivelor electronice: a - cu parametri z ; b - cu parametri y ; c - cu parametri h .

unde parametrii y au expresiile

$$\begin{aligned} y_{11} &= \left. \frac{\partial i_I}{\partial v_I} \right|_Q, \quad y_{12} = \left. \frac{\partial i_I}{\partial v_{II}} \right|_Q, \\ y_{21} &= \left. \frac{\partial i_{II}}{\partial v_I} \right|_Q, \quad y_{22} = \left. \frac{\partial i_{II}}{\partial v_{II}} \right|_Q. \end{aligned} \quad (13.15)$$

Derivatele sînt evaluate în punctul static de funcționare; parametrii y sînt mărimi reale și reprezintă panta caracteristicilor statice în acest punct. Ecuațiile (13.13), (13.14) descriu modelul liniar cu parametri y (fig. 13.1, b) care poate fi utilizat pentru caracterizarea dispozitivului electronic.

Considerînd pe i_I și v_{II} variabile independente, iar pe v_I și i_{II} funcții rezultă sistemul

$$v_I = h_{11}i_I + h_{12}v_{II}, \quad (13.16)$$

$$i_{II} = h_{21}i_I + h_{22}v_{II}, \quad (13.17)$$

unde parametrii h au expresiile

$$\begin{aligned} h_{11} &= \left. \frac{\partial v_I}{\partial i_I} \right|_Q, \quad h_{12} = \left. \frac{\partial v_I}{\partial v_{II}} \right|_Q, \\ h_{21} &= \left. \frac{\partial i_{II}}{\partial i_I} \right|_Q, \quad h_{22} = \left. \frac{\partial i_{II}}{\partial v_{II}} \right|_Q. \end{aligned} \quad (13.18)$$

Derivatele sînt evaluate în punctul static de funcționare; parametrii h sînt mărimi reale și reprezintă panta caracteristicilor statice în acest punct. În baza ecuațiilor (13.16), (13.17), dispozitivul electronic poate fi înlocuit cu un model liniar cu parametrii h (fig. 13.1, c). Așa cum s-a precizat la studiul cuadripolilor, generatorii de tensiune și de curent conținuți în modelele liniare ale dispozitivelor electronice sînt *generatori controlați sau dependenți*, întrucît ei depind de valorile tensiunilor și curenților aplicați la bornele de intrare și ieșire.

XIII.2.2. Condiții de măsurare a parametrilor

Modelele liniare reprezentate în figura 13.1 și ecuațiile care le descriu sînt valabile numai pentru cazul cînd parametrii sînt mărimi reale, independente de frecvență. Aceste modele sînt generalizate dacă valorile instantanee ale tensiunilor și curenților se înlocuiesc prin fazori, iar derivatele parțiale ce definesc parametrii z , y , h se înlocuiesc prin mărimi complexe dependente de frecvență. În acest caz, modelele liniare obținute devin valabile pentru toate frecvențele. Sistemele de ecuații (13.11) și (13.12), (13.13) și (13.14), (13.16) și (13.17) devin identice cu sistemele de ecuații ce definesc parametrii Z , Y , H ai cuadripolilor (vezi cap. X). Toate considerentele cu privire la sistemele de parametri Z , Y , H făcute în paragraful X.2 pot fi aplicate și modelelor dispozitivelor electronice ținîndu-se cont de condițiile diferite de măsurare a parametrilor. Astfel, de exemplu, parametrii Z se măsoară în condiții de mers în gol la intrare și ieșire. La cuadripolii liniari activi, condițiile $I_1 = 0$, $I_2 = 0$ se realizează efectiv, pe cînd la dispozitivele electronice, aceste condiții se realizează numai pentru componentele de semnal; curenții totali sînt diferiți de zero, în sensul că rămîn componentele continue I_{IQ} și I_{IIQ} . La fel, condițiile $V_1 = 0$, $V_2 = 0$ necesare la măsurarea parametrilor Y se realizează numai pentru componentele de semnal, iar componentele continue păstrează valorile V_{IQ} , V_{IIQ} . Deci condițiile de mers în gol și scurtcircuit necesare pentru măsurarea parametrilor Z , Y , H ai dispozitivelor electronice trebuie să fie astfel realizate încît componentele continue ale curenților și tensiunilor să rămînă nealterate, adică să nu fie perturbat punctul de funcționare static.

Referindu-ne la circuitul de ieșire al dispozitivului electronic, condiția de scurtcircuit pentru componenta alternativă (de semnal) poate fi realizată prin conectarea unui capacitor C_2 de valoare ridicată în paralel cu sursa de alimentare (în condiții de măsurători la scurtcircuit nu se conectează impedanțe în serie cu sursa). Condiția de mers în gol poate fi realizată prin conectarea unei bobine L_2 avînd inductanța suficient de mare, în serie cu sursa. Capacitorul C_2 constituie un scurtcircuit pentru componenta semnalului de măsurare și nu influențează componentele continue; bobina L_2 , avînd o reactanță foarte mare la frecvența semnalului de măsurare, realizează condiția de mers în gol și nu influențează componentele continue, deoarece rezistența sa ohmică este foarte mică.

Trebuie subliniat că condițiile de mers în gol și scurtcircuit nu pot fi realizate în mod ideal, deoarece pentru aceasta ar fi necesare valori extrem de ridicate pentru L și C . În practică sînt suficiente condițiile:

— pentru circuitul de ieșire (la frecvența semnalului de măsurare)

$$X_{C2} \ll Z_{ieș}, \quad X_{L2} \gg Z_{ieș}; \quad (13.19)$$

— pentru circuitul de intrare

$$X_{C1} \ll Z_{in}, \quad X_{L1} \gg Z_{in}, \quad (13.20)$$

unde $Z_{ieș}$, Z_{in} reprezintă impedanțele (modulii) de ieșire, respectiv de intrare, ale dispozitivului electronic.

Ținînd seama de relațiile (13.19), (13.20) se pot face unele considerații cu privire la cel mai potrivit model pentru un dispozitiv electronic concret.

a) *Tranzistori cu efect de câmp*. Considerînd montajul cel mai utilizat, SC, impedanța de intrare între poartă și sursă are valori foarte mari, $Z_{in} = 10^9 - 10^{14} \Omega$; impedanța de ieșire, $Z_{ieș} = r_d$, are de asemenea valori ridicate. Rezultă că pentru măsurarea parametrilor sînt preferabile condițiile de scurtcircuit. Prin urmare, pentru caracterizarea tranzistorilor TEC, cel mai potrivit este modelul liniar cu parametri y .

b) *Tuburi electronice*. Impedanțele de intrare și ieșire ale tuburilor electronice au în general valori foarte mari; prin urmare se va utiliza modelul liniar cu parametri y .

c) *Tranzistori bipolari*. În regiunile liniare de funcționare a tranzistorilor bipolari, joncțiunea de intrare este polarizată direct, iar cea de ieșire este polarizată invers; drept urmare, impedanța de intrare are o valoare foarte mică, iar impedanța de ieșire are valori relativ ridicate. Pentru caracterizarea tranzistorilor bipolari se utilizează în majoritatea cazurilor modelul liniar cu parametrii h , deoarece acești parametri se măsoară în condiții de mers în gol la intrare și scurtcircuit la ieșire.

XIII.3. MODELE LINIARE DE JOASĂ FRECVENȚĂ

XIII.3.1. Tranzistori cu efect de câmp și tuburi electronice

Deși au principii constructive și de funcționare diferite, aceste dispozitive se caracterizează prin impedanțe mari de intrare și ieșire, deci pot fi reprezentate prin aceleași circuite echivalente. Pentru obținerea modelului de joasă

frecvență se neglijează capacitățile și alte efecte de înaltă frecvență (inductanțe, timpi de tranzit) ale dispozitivului.

a) Ne referim mai întâi la tranzistorii cu efect de câmp. În cazul tranzistorilor cu poartă-juncțiune (TECJ) se presupune că tensiunea v_G este astfel aleasă, încît joncțiunea poartă-canal este polarizată invers; neglijîndu-se

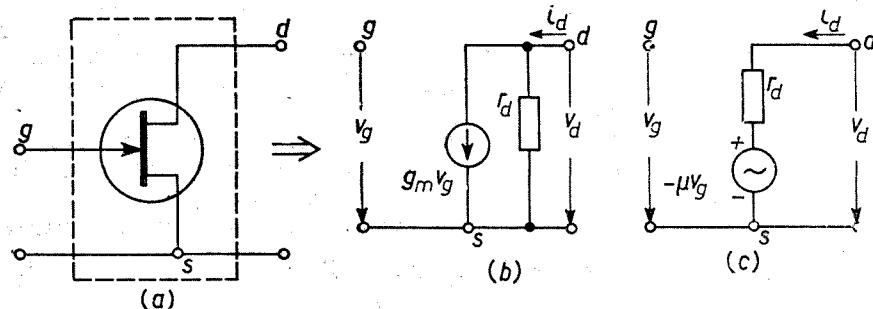


Fig. 13.2. Modele liniare de joasă frecvență ale tranzistorului TECJ:

a — simbol; b — model cu generator de curent constant; c — model cu generator de tensiune constantă.

capacitatea joncțiunii, curentul i_G este practic zero. La tranzistorii TECMOS, curentul i_G este zero indiferent de valoarea tensiunii v_G . Pentru obținerea modelului liniar de joasă frecvență utilizăm sistemul de parametri y pentru care ecuațiile curenților au forma

$$i_g = 0, \quad (13.21)$$

$$i_d = \left. \frac{\partial i_D}{\partial v_G} \right|_Q v_g + \left. \frac{\partial i_D}{\partial v_D} \right|_Q v_d. \quad (13.22)$$

Ținînd seama de expresiile parametrilor tranzistorilor TEC (vezi cap. IV), ultima relație devine

$$i_d = g_m v_g + v_d / r_d. \quad (13.23)$$

Relațiile (13.21) și (13.23) permit desenarea circuitului echivalent al tranzistorului TEC (fig. 13.2, b). Adesea, în calcule este mai comod ca generatorul de curent să fie înlocuit printr-un generator de tensiune; aplicînd teorema lui Thévenin circuitului din figura 13.2, b rezultă circuitul echivalent din figura 13.2, c, unde $\mu = g_m r_d$. Toate considerentele expuse pentru tranzistorii TECJ rămîn valabile și pentru tranzistorii TECMOS.

În cazul tranzistorilor TEC cu două porți, cea de-a doua poartă este conectată la un potențial continuu constant, iar componentele alternative ale tensiunilor și curenților sînt zero; prin urmare, circuitul echivalent va fi identic cu cel din figura 13.2, b.

b) În cazul tuburilor electronice, triode și pentode, se procedează analog ca la tranzistorii TEC. Ecuațiile care definesc parametrii y ai modelului liniar sînt

$$i_g = 0, \quad (13.24)$$

$$i_a = g_m v_g + v_a / r_a; \quad (13.25)$$

modelele liniare cu generator de curent, respectiv generator de tensiune, sînt arătate în figura 13.3, b, c. Se impune și aici precizarea că în cazul pentodelor, grila G_2 joacă rol de ecran fiind conectată la un potențial continuu constant (componentele alternative sînt zero); prin urmare, circuitul echivalent va fi identic cu cel din figura 13.3, b.

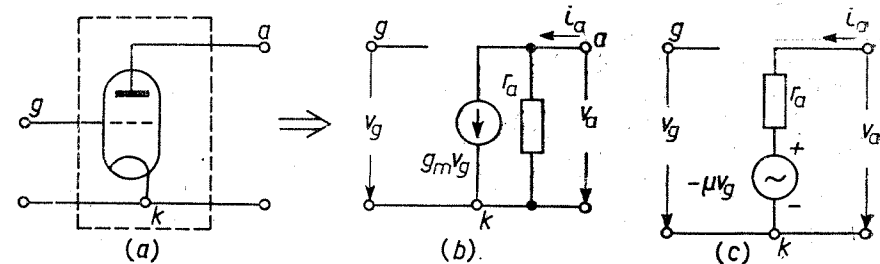


Fig. 13.3. Modele liniare de joasă frecvență ale tuburilor electronice:

a — simbol; b — model cu generator de curent constant; c — model cu generator de tensiune constantă.

XIII.3.2. Tranzistori bipolari

Un circuit echivalent liniar al tranzistorului bipolar în conexiune BC a fost prezentat în capitolul III; în componența acestui circuit intră *parametri naturali* a căror semnificație și valori reflectă direct structura și procesele fizice din tranzistor.

De regulă, în practică se utilizează modele liniare cu parametri h , date fiind condițiile favorabile de măsurare a acestor parametri. Tranzistorul bipolar poate funcționa în conexiunile BC, EC și CC. Sistemele de parametri pentru aceste conexiuni sînt h_b , h_e , h_c ; modelele liniare au aceeași structură însă valorile parametrilor vor fi diferite.

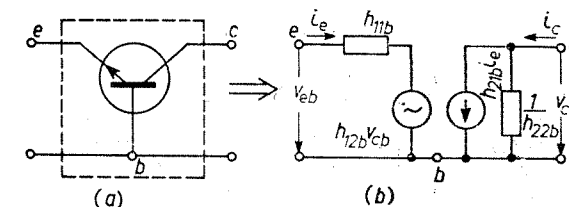


Fig. 13.4. Model liniar de joasă frecvență a tranzistorului bipolar în conexiune BC:

a — simbol; b — model cu parametri h_b .

În cazul conexiunii BC (fig. 13.4, a), modelul liniar cu parametri h_b este arătat în figura 13.4, b; ecuațiile care descriu acest model sînt

$$v_{eb} = h_{ib} i_e + h_{ib} v_{cb}, \quad (13.26)$$

$$i_c = h_{cb} i_e + h_{cb} v_{cb}. \quad (13.27)$$

În cazul conexiunii EC (fig. 13.5, a), modelul linear cu parametri h_e este arătat în figura 13.5, b, fiind descris de ecuațiile

$$v_{be} = h_{11e} i_b + h_{12e} v_{ce}, \quad (13.28)$$

$$i_c = h_{21e} i_b + h_{22e} v_{ce}. \quad (13.29)$$

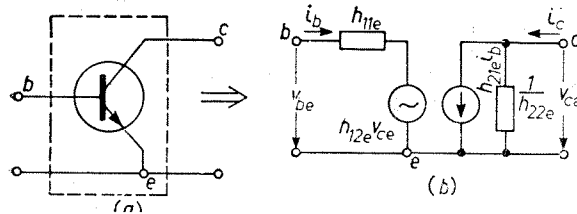


Fig. 13.5. Model linear de joasă frecvență a tranzistorului bipolar în conexiune EC:
a — simbol; b — model cu parametri h_e .

În cazul conexiunii CC (fig. 13.6, a), modelul linear cu parametri h_c este cel arătat în figura 13.6, b, fiind descris de ecuațiile

$$v_{be} = h_{11c} i_b + h_{12c} v_{ce}, \quad (13.30)$$

$$i_e = h_{21c} i_b + h_{22c} v_{ce}. \quad (13.31)$$

Parametrii h pentru o anumită conexiune pot fi exprimați în funcție de parametrii pentru o altă conexiune. De exemplu, pentru a exprima parametrii h_e în funcție de parametrii h_b se utilizează substituțiile

$$v_{eb} = -v_{be}, \quad (13.32)$$

$$v_{cb} = v_{ce} - v_{be}, \quad (13.33)$$

$$i_e = -(i_c + i_b). \quad (13.34)$$

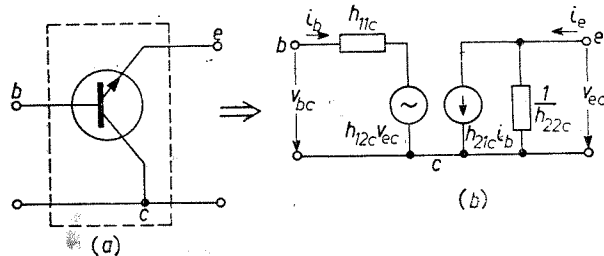


Fig. 13.6. Model linear de joasă frecvență a tranzistorului bipolar în conexiune CC:
a — simbol; b — model cu parametri h_c .

Introducem relațiile (13.32) ÷ (13.34) în (13.26), (13.27) și ordonând termenii rezultă

$$v_{be} = \frac{h_{11b}}{(1 + h_{21b})(1 - h_{12b}) + h_{11b}h_{22b}} i_b + \frac{h_{11b}h_{22b} - h_{12b}(1 + h_{21b})}{(1 + h_{21b})(1 - h_{12b}) + h_{11b}h_{22b}} v_{ce}, \quad (13.35)$$

$$i_c = \frac{-h_{11b}h_{22b} - h_{21b}(1 - h_{12b})}{(1 + h_{21b})(1 - h_{12b}) + h_{11b}h_{22b}} i_b + \frac{h_{22b}}{(1 + h_{21b})(1 - h_{12b}) + h_{11b}h_{22b}} v_{ce}. \quad (13.36)$$

Comparînd ultimele două relații cu (13.28), (13.29) rezultă egalitățile

$$h_{11e} = \frac{h_{11b}}{(1 + h_{21b})(1 - h_{12b}) + h_{11b}h_{22b}}, \quad (13.37)$$

$$h_{12e} = \frac{h_{11b}h_{22b} - h_{12b}(1 + h_{21b})}{(1 + h_{21b})(1 - h_{12b}) + h_{11b}h_{22b}}, \quad (13.38)$$

$$h_{21e} = \frac{-h_{11b}h_{22b} - h_{21b}(1 - h_{12b})}{(1 + h_{21b})(1 - h_{12b}) + h_{11b}h_{22b}}, \quad (13.39)$$

$$h_{22e} = \frac{h_{22b}}{(1 + h_{21b})(1 - h_{12b}) + h_{11b}h_{22b}}. \quad (13.40)$$

Dat fiind că în practică au loc inegalitățile

$$h_{12b} \ll 1, \quad h_{11b}h_{22b} \ll 1, \quad (13.41)$$

se pot scrie următoarele relații aproximative pentru parametrii h_e

$$h_{11e} = h_{11b}/(1 + h_{21b}), \quad (13.42)$$

$$h_{12e} = \frac{h_{11b}h_{22b}}{1 + h_{21b}} - h_{12b}, \quad (13.43)$$

$$h_{21e} = -h_{21b}/(1 + h_{21b}), \quad (13.44)$$

$$h_{22e} = h_{22b}/(1 + h_{21b}). \quad (13.45)$$

Procedînd similar se pot stabili corespondențe între toți parametrii h pentru cele trei conexiuni; aceste corespondențe sînt date în tabelul XIII.1. Valorile parametrilor h_e pentru un tranzistor tipic sînt: $h_{11} = 2\text{k}\Omega$, $h_{12} = 6 \cdot 10^{-4}$, $h_{21} = 60 \div 100$, $h_{22} = 25 \cdot 10^{-6} \text{ S}$. Comparînd parametrul h_{21} cu cei naturali se poate scrie

$$h_{21b} = -\alpha_0, \quad h_{21e} = \alpha_0/(1 - \alpha_0) = \beta_0, \quad h_{21c} = -1/(1 - \alpha_0). \quad (13.46)$$

XIII.3.3. Utilizarea modelelor liniare de joasă frecvență pentru analiza unor scheme de amplificatori

a) *Amplificatori cu tranzistori TECMOS.* Considerăm schemele simple de amplificatori echipați cu tranzistori TECMOS cu canal inițial de tip *N* în conexiune SC (fig. 13.7, a, b). Problema cea mai importantă care trebuie rezolvată este găsirea expresiei coeficientului de amplificare în tensiune A_v , care se definește ca raportul dintre tensiunea de ieșire și cea de intrare (componentele de semnal).

În general, tensiunile de intrare și ieșire se reprezintă prin fazori, astfel $A_v = V_2/V_1$ este o mărime complexă caracterizată prin modul și unghi de fază. Schema echivalentă a amplificatorului pentru componentele de semnal

Tabelul XIII.1

Conexiune Parametru	BC	EC	CC
h_{11b}		$\frac{h_{11e}}{1 + h_{21e}}$	$-\frac{h_{11c}}{h_{21c}}$
h_{12b}		$\frac{h_{11e}h_{22e} - h_{12e}}{1 + h_{21e}}$	$h_{21c} - \frac{h_{11c}h_{22c}}{h_{21c}} - 1$
h_{21b}		$-\frac{h_{21e}}{1 + h_{21e}}$	$-\frac{1 + h_{21c}}{h_{21c}}$
h_{22b}		$\frac{h_{22e}}{1 + h_{21e}}$	$-\frac{h_{22c}}{h_{21c}}$
h_{11e}	$\frac{h_{11b}}{1 + h_{21b}}$		h_{11c}
h_{12e}	$\frac{h_{11b}h_{22b} - h_{12b}}{1 + h_{21b}}$		$1 - h_{12c}$
h_{21e}	$-\frac{h_{21b}}{1 + h_{21b}}$		$-(1 + h_{21c})$
h_{22e}	$\frac{h_{22b}}{1 + h_{21b}}$		h_{22c}
h_{11c}	$\frac{h_{11b}}{1 + h_{21b}}$	h_{11e}	
h_{12c}	1	$1 - h_{12e}$	
h_{21c}	$-\frac{1}{1 + h_{21b}}$	$-(1 + h_{21e})$	
h_{22c}	$\frac{h_{22b}}{1 + h_{21b}}$	h_{22e}	

este reprezentată în figura 13.7, c, unde tranzistorul este înlocuit prin modelul liniar de joasă frecvență; deoarece capacitorii C_s , C_{g2} , C_{DD} (care șuntează sursa de alimentare) au valori foarte mari, impedanțele $Z_s = R_s \parallel \underline{X}_{Cs}$, $Z_{g2} = R_{g2} \parallel \underline{X}_{Cg2}$ și $Z_{DD} = \underline{X}_{CDD}$ sînt practic zero, prin urmare în schema echi-

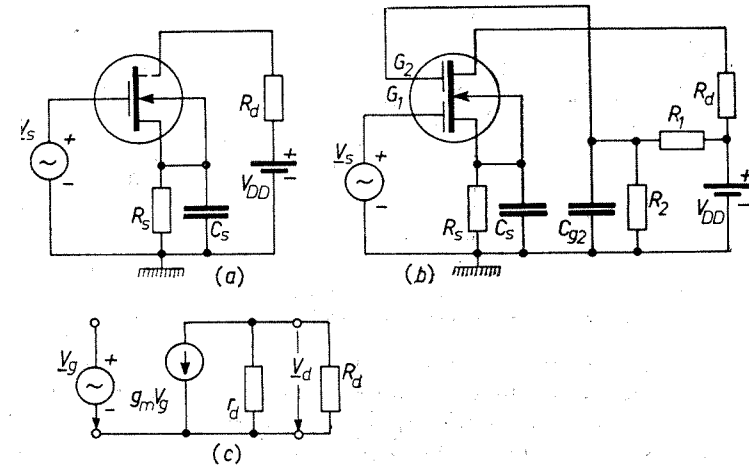


Fig. 13.7, a — Amplificator cu tranzistor TECMOS cu canal inițial în conexiune SC cu polarizare automată; b — cu tranzistor cu două porți; c — schema echivalentă.

valentă, elementele respective sînt înlocuite prin scurtcircuite. Pentru tensiuni și curenți se utilizează valorile efective, dat fiind că instrumentele de măsurare (voltmetrele electronice) indică aceste valori.

Din figura 13.7, c rezultă ($V_s = V_g = V_1$, $V_d = V_2$)

$$V_d = -g_m V_g R_{ee} = -g_m V_g \frac{r_d R_d}{r_d + R_d}, \quad (13.47)$$

deci coeficientul de amplificare are expresia

$$\underline{A}_v = \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_d}{V_g} = -g_m \frac{r_d R_d}{r_d + R_d} = -\frac{\mu R_d}{r_d + R_d}. \quad (13.48)$$

Semnul minus din expresia (13.48) arată faptul că tensiunea de ieșire (componenta alternativă) este defazată cu 180° față de cea de intrare; într-adevăr, modulul și faza lui \underline{A}_v sînt

$$\underline{A}_v = \frac{\mu R_d}{r_d + R_d}, \quad \varphi = \pi. \quad (13.49)$$

Avînd în vedere că de regulă $r_d \gg R_d$ se poate scrie

$$\underline{A}_v \simeq -g_m R_d, \quad A_v = g_m R_d. \quad (13.50)$$

În cazul amplificatorului cu tuburi electronice (pentode) se obțin expresii identice

$$\underline{A}_v = -\frac{\mu R_d}{r_d + R_d} \simeq -g_m R_d, \quad A_v \simeq g_m R_d, \quad \varphi = \pi. \quad (13.51)$$

Foarte răspândită în practică este schema de amplificare cu drenă comună (DC) sau repetor pe sursă (repetor catodic) arătată în figura 13.8, *a*. Tensiunea de ieșire V_2 se culege la bornele rezistorului R_s conectat în circuitul sursei, iar tensiunea de intrare V_1 se aplică între poartă și masă; se observă că aici $V_g \neq V_1$. Circuitul echivalent din figura 13.8, *b* permite scrierea ecuațiilor ($V_s = V_1$)

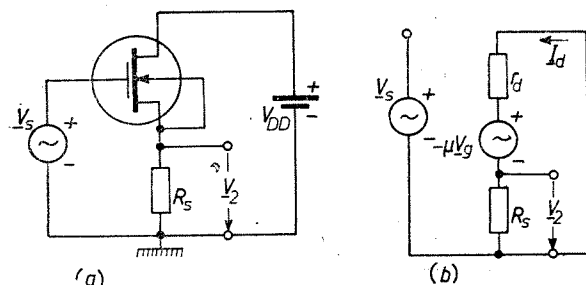


Fig. 13.8, *a* - Amplificator cu tranzistor TECMOS cu canal inițial în conexiune DC; *b* - schema echivalentă.

Coeficientul de amplificare este un număr real pozitiv, deci tensiunea de ieșire este în fază cu cea de intrare; valoarea maximă a lui A_v se obține când $R_s \rightarrow \infty$ și are valoarea $A_v = \mu/(\mu + 1) \leq 1$. Alte aspecte ale conexiunii DC sînt prezentate pe larg în capitolul XV. Domeniul de utilizare a conexiunii poartă comună este relativ restrîns, de exemplu, la frecvențe ultrainalte.

b) Amplificatori cu tranzistori bipolari. Tranzistorii bipolari se utilizează curent în cele trei conexiuni BC, EC, CC. Dat fiind că impedanța de intrare este relativ mică și prin circuitul de intrare trec curenți, pe lângă coeficientul de amplificare în tensiune (A_v) trebuie determinate și alte mărimi, cum ar fi: coeficientul de amplificare în curent (A_i), coeficientul de amplificare în putere (A_p), impedanța de intrare R_{in} și impedanța de ieșire $R_{ieș}$.

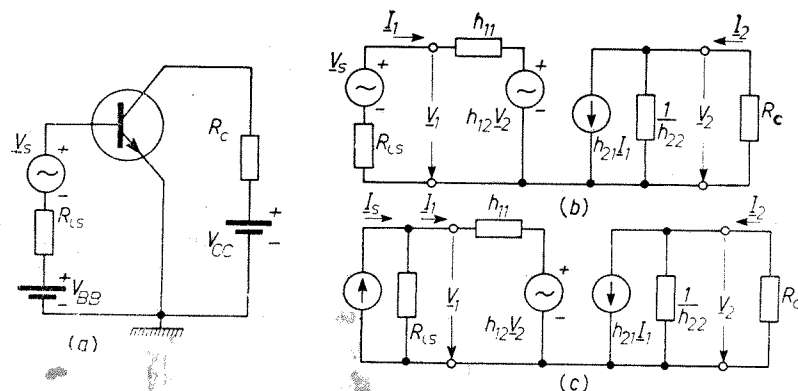


Fig. 13.9, *a* - Amplificator cu tranzistor bipolar în conexiune EC; *b* - schema echivalentă cînd generatorul de semnal este reprezentat printr-un generator echivalent de tensiune; *c* - generatorul de semnal este reprezentat printr-un generator echivalent de curent.

Efectuăm analiza pentru amplificatorul din figura 13.9, *a* avînd tranzistorul în conexiune EC; schemele echivalente cu generator de tensiune la intrare, respectiv generator de curent, sînt arătate în figura 13.9, *b*, *c*. Dat

fiind că tensiunea și curentul de intrare $V_1 = V_b$, $I_1 = I_b$ diferă de tensiunea și curentul furnizat de generatorul de semnal, $V_1 \neq V_s$, $I_1 \neq I_s$, la amplificatorul cu tranzistori bipolari pe lângă coeficienții A_v , A_i , A_p distingem și coeficienții compuși de amplificare în tensiune, curent și putere notați prin K_v , K_i , K_p . Pentru determinarea mărimilor specificate mai sus se utilizează ecuațiile de cuadripol ale tranzistorului pe care le scriem sub forma

$$V_1 = h_{11}I_1 + h_{12}V_2, \quad (13.55)$$

$$I_2 = h_{21}I_1 + h_{22}V_2, \quad (13.56)$$

precum și relațiile evidente

$$V_1 = V_s - I_1 R_{is}, \quad (13.57)$$

$$V_2 = -I_2 R_c. \quad (13.58)$$

1) Coeficientul de amplificare în curent $A_i = I_2/I_1$ rezultă din (13.56) după ce V_2 este înlocuit cu valoarea sa din (13.58)

$$A_i = \frac{I_2}{I_1} = \frac{h_{21}}{1 + h_{22}R_c} = A_i \angle 0^\circ. \quad (13.59)$$

Curenții I_1 și I_2 sînt în fază și A_i este un număr real pozitiv avînd valoarea maximă cînd $R_c \rightarrow 0$, anume $A_{i\max} = h_{21}$.

2) Coeficientul de amplificare în tensiune $A_v = V_2/V_1$ se calculează astfel: din (13.56) și (13.58) scoatem

$$I_1 = -\frac{1}{h_{21}} \left(h_{22} + \frac{1}{R_c} \right) V_2; \quad (13.60)$$

introducînd în (13.55) obținem

$$V_1 = -\frac{h_{11}}{h_{21}} \left(h_{22} + \frac{1}{R_c} \right) V_2, \quad (13.61)$$

de unde rezultă

$$A_v = \frac{V_2}{V_1} = \frac{-h_{21}}{\Delta h + h_{11}/R_c} = A_v \angle 180^\circ, \quad (13.62)$$

unde $\Delta h = h_{11}h_{22} - h_{12}h_{21}$. Semnul minus arată faptul că tensiunile V_1 și V_2 sînt în opoziție de fază; valoarea maximă a lui A_v se obține cînd $R_c \rightarrow \infty$, anume $A_{v\max} = h_{21}/\Delta h$.

3) Coeficientul de amplificare în putere A_p reprezintă raportul dintre puterea disipată pe sarcina R_c și puterea consumată pe rezistența de intrare a tranzistorului

$$A_p = \frac{P_2}{P_1} = \frac{V_2 I_2}{V_1 I_1} = A_v A_i; \quad A_p = \frac{I_2^2 R_c}{I_1^2 R_{in}} = A_i^2 \frac{R_c}{R_{in}}. \quad (13.63)$$

4) Rezistența de intrare R_{in} reprezintă rezistența văzută de la generatorul de semnal spre tranzistor (fig. 13.9, *b*), cînd $R_{is} \rightarrow \infty$ și este cuplată rezistența de sarcină R_c . Prin definiție

$$R_{in} = \frac{V_1}{I_1} \Big|_{V_2 = -V_2/R_c}. \quad (13.64)$$

Ținând seama de (13.55) și (13.59) obținem

$$R_{in} = h_{11} + h_{12} \frac{V_2}{V_1} = h_{11} - h_{12} R_c \frac{I_2}{I_1} = h_{11} - \frac{h_{12} h_{21} R_c}{1 + h_{22} R_c}. \quad (13.64, a)$$

5) Rezistența de ieșire $R_{ieș}$ reprezintă rezistența văzută de la bornele de ieșire spre tranzistor și se măsoară în condițiile următoare: generatorul de semnal este înlocuit prin rezistența sa internă, rezistența de sarcină R_c este deconectată, iar la ieșire acționează tensiunea V_2 . Prin definiție

$$R_{ieș} = \left. \frac{V_2}{I_2} \right|_{I_1 = -V_1/R_{ts}}. \quad (13.65)$$

Din (13.56) scoatem

$$\frac{1}{R_{ieș}} = h_{22} + h_{21} \frac{I_1}{V_2}; \quad (13.66)$$

ținând seama de condiția $I_1 = -V_1/R_{ts}$ (adică $V_s = 0$ și $V_1 = -I_1 R_{ts}$), din (13.55) se obține raportul

$$\frac{I_1}{V_2} = -\frac{h_{12}}{h_{11} + R_{ts}}, \quad (13.67)$$

care introdus în (13.66) ne dă

$$R_{ieș} = \frac{h_{11} + R_{ts}}{\Delta h + h_{22} R_{ts}}. \quad (13.68)$$

6) Coeficienții compuși se definesc în raport cu mărimile V_s și I_s . Astfel, pentru coeficientul compus de amplificarea în curent avem

$$\underline{K}_i = \frac{I_2}{I_s} = \frac{I_2}{I_1} \frac{I_1}{I_s} = \underline{A}_i \frac{I_1}{I_s}; \quad (13.69)$$

din figura 13.9, c rezultă

$$\frac{I_1}{I_s} = \frac{R_{ts}}{R_{ts} + R_{in}}, \quad (13.70)$$

deci

$$\underline{K}_i = \frac{R_{ts}}{R_{ts} + R_{in}} \underline{A}_i = \frac{h_{21} R_{ts}}{(1 + h_{22} R_c)(h_{11} + R_{ts}) - h_{12} h_{21} R_c}. \quad (13.71)$$

Pentru coeficientul compus de amplificarea în tensiune avem

$$\underline{K}_v = \frac{V_2}{V_s} = \frac{V_2}{V_1} \frac{V_1}{V_s} = \underline{A}_v \frac{V_1}{V_s}; \quad (13.72)$$

din figura 13.9, b rezultă

$$\frac{V_1}{V_s} = \frac{R_{in}}{R_{in} + R_{ts}}, \quad (13.73)$$

deci

$$\underline{K}_v = \frac{R_{in}}{R_{in} + R_{ts}} \underline{A}_v = \frac{-h_{21} R_c}{(1 + h_{22} R_c)(h_{11} + R_{ts}) - h_{12} h_{21} R_c}. \quad (13.74)$$

Pentru coeficientul compus de amplificarea în putere avem (fig. 13.9, c)

$$K_p = \frac{P_2}{P_s} = \frac{V_2 I_2}{V_1 I_s} = \underline{A}_v \underline{K}_i. \quad (13.75)$$

Relațiile deduse pentru conexiunea EC se pot aplica direct conexiunilor BC și CC, deoarece modelul liniar al tranzistorului are aceeași formă, fiind necesare numai substituțiile specificate în tabelul XIII.2 [7]. Când este necesară măsurarea curenților se utilizează conexiunea BC care prezintă o impedanță de intrare foarte mică. În schemele unde este necesară măsurarea tensiunilor se utilizează conexiunea CC (repetor pe emitor) care are o impedanță de intrare mare și nu reprezintă o sarcină pentru circuitul de măsurat.

Tabelul XIII.2

Conexiune	BC	EC	CC
Mărimă			
h_{11}	h_{11b}	h_{11e}	h_{11c}
h_{12}	h_{12b}	h_{12e}	h_{12c}
h_{21}	h_{21b}	h_{21e}	h_{21c}
h_{22}	h_{22b}	h_{22e}	h_{22c}
V_1	V_{eb}	V_{de}	V_{bc}
V_2	V_{cb}	V_{ce}	V_{ec}
I_1	I_e	I_b	I_b
I_2	I_c	I_c	I_e

XIII.4. MODELE LINIARE LA FRECVENȚE ÎNALTE

XIII.4.1. Efecte de frecvență în tranzistori TEC și tuburi electronice

a) *Tranzistori cu efect de câmp*. Odată cu creșterea frecvenței semnalului, utilizarea modelului liniar de joasă frecvență introduce erori importante. Este necesar în acest caz să se recurgă la un model liniar mai complicat, care să țină seama de elementele ce influențează comportarea tranzistorului la frecvențe înalte. Un astfel de model pentru conexiunea SC este reprezentat în figura 13.10, a obținut prin adăugarea la modelul de joasă frecvență a unor elemente care diminuează coeficientul de amplificarea (sau transconductanța) atunci când frecvența semnalului ia valori suficient de ridicate. Discuțăm pe scurt semnificația fizică a acestor elemente.

Capacitățile C_{gs} , C_{gd} , C_{as} avind valori cuprinse între 1 ÷ 10 pF reprezintă capacitățile parazite dintre terminalele respective: la tranzistorii cu poartă joncțiune (TECJ), C_{gs} și C_{gd} sînt capacități ale unor joncțiuni polarizate invers, la tranzistorii cu poartă izolată (TECMOS), C_{gs} și C_{gd} sînt niște capacități distribuite poartă-canal; C_{as} este capacitatea distribuită în lungul canalului. Rezistențele poartă-sursă r_{gs} și poartă-drenă r_{gd} au valori cuprinse între $10^8 \div 10^9 \Omega$ pentru tranzistorii TECJ și între $10^{12} \div 10^{14} \Omega$ pentru tranzistorii TECMOS. Inductanțele terminalelor L_g , L_s , L_d sînt foarte mici,

însă la frecvențe foarte înalte, reactanțele lor pot avea valori apreciabile. Au fost incluse de asemenea rezistențele serie (de volum) ale sursei r'_s și drenei r'_d ; ele reprezintă rezistențele dintre capetele canalului a cărei conductanță este modulată de către tensiunea aplicată pe poartă și terminalele s și d .

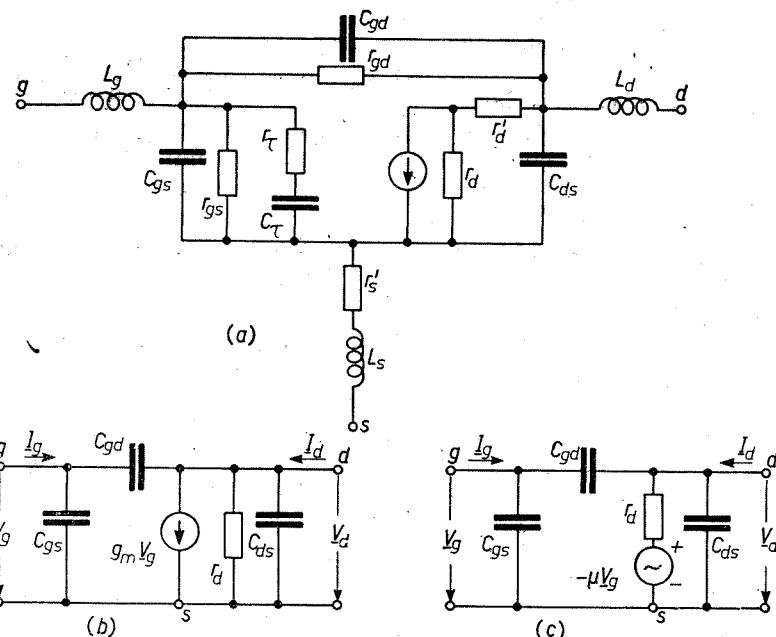


Fig. 13.10. Modele liniare de înaltă frecvență ale tranzistorului TEC:
a — model complet; b — model simplificat cu generator de curent constant; c — model simplificat cu generator de tensiune constantă.

Circuitul mai conține grupul r_τ, C_τ care ține seama de timpul de tranziție t_τ al purtătorilor de sarcină în lungul canalului. La frecvențe relativ joase ale semnalului, când perioada este mult mai mare decât timpul de deplasare a purtătorilor de la sursă la drenă, se poate considera că procesele decurg instantaneu: un anumit grup de purtători ce pleacă de la sursă „vede” o tensiune constantă pe poartă, pe toată lungimea canalului. La frecvențe foarte înalte, pe durata parcurgerii canalului, grupul respectiv de purtători „vede” o tensiune variabilă pe poartă; în acest caz, în calcule se ia o valoare medie a tensiunii de poartă, fapt ce echivalează cu micșorarea transconductanței. De asemenea, când $T \lesssim t_\tau$, curentul de poartă are o componentă în fază cu tensiunea aplicată, fapt echivalent cu apariția unei rezistențe ohmice r_τ între poartă și sursă, iar tensiunea ce comandă efectiv canalul este V_τ măsurată la bornele capacității C_τ .

Trebuie subliniat că în general un model liniar „complet”, care să țină seama de toate aspectele constructive și funcționale ale tranzistorului, va conține un număr foarte mare de elemente; dar acest model „complet” este inoperant în practică. Adesea, modelele care conțin mai puține elemente dau rezultate mai exacte în calculele curente; în acest sens se fac aproximări care permit obținerea unor modele mai simple, convenabile în calcule și suficient de exacte în același timp.

Nu toate elementele din figura 13.10, a influențează în aceeași măsură comportarea tranzistorului la frecvențe înalte; cea mai puternică influență o au capacitățile C_{gs}, C_{gd} și C_{ds} , ele neputând lipsi din modelul de înaltă frecvență. Influența inductanțelor L_g, L_s, L_d și a timpului de tranziție (grupul r_τ, C_τ) începe să devină apreciabilă la frecvențe foarte înalte, când coeficientul de amplificare al tranzistorului este deja puternic afectat de către capacitățile C_{gs}, C_{gd} și C_{ds} . Rezistențele r'_s, r'_d au valori foarte mici și pot fi neglijate; de asemenea, având în vedere valorile extrem de ridicate ale rezistențelor r_{gs} și r_{gd} , ele pot fi îndepărtate. Rezultă astfel modelul liniar simplificat din figura 13.10, b, care dă bune rezultate în practică; numai în cazuri speciale se mai adaugă și alte elemente, cum ar fi r_{gs}, r_{gd}, L_s . Modelul liniar din figura 13.10, c este descris de ecuațiile

$$I_g = V_g/X_{C_{gs}} + V_{gd}/X_{C_{gd}}, \quad (13.76)$$

$$I_d = g_m V_g + V_d/r_d + V_d/X_{C_{gs}} - V_{gd}/X_{C_{gd}}, \quad (13.77)$$

unde $V_{gd} = V_g - V_d$. În figura 13.10, c este reprezentat același model având generator echivalent de tensiune.

În cazul tranzistorilor TECMOS cu două porți, dintre care G_2 joacă rolul de ecran (tensiunea sa este constantă în raport cu sursa), modelul liniar este același ca în figura 13.10, b, c cu următoarele modificări: capacitatea C_{gs} se înlocuiește prin $C_{in} = C_{gs} + C_{gg2}$, iar capacitatea C_{ds} se înlocuiește prin $C_{ies} = C_{ds} + C_{dg2}$.

b) *Tuburi electronice*. Funcționarea triodei la frecvențe înalte poate fi descrisă prin modelul liniar simplificat din figura 13.11, a; el rezultă din modelul de joasă frecvență arătat în figura 13.3, b prin adăugarea capacităților parazite dintre electrozi C_{gk}, C_{ga}, C_{ak} . Înlocuind generatorul echivalent de curent printr-un generator echivalent de tensiune rezultă modelul din figura 13.11, b.

Modelele din figura 13.11 pot fi utilizate și în cazul pentodelor cu următoarele precizări (se presupune că din punct de vedere alternativ, grilele

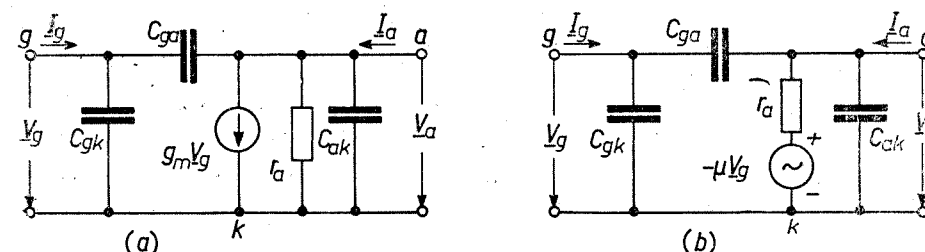


Fig. 13.11. Modele liniare de înaltă frecvență simplificate ale tubului electronic:
a — cu generator de curent constant; b — cu generator de tensiune constantă.

G_2 și G_3 sînt conectate la catod): capacitatea C_{gk} se înlocuiește prin $C_{in} = C_{gk} + C_{gg2} + C_{gg3}$, iar capacitatea C_{ak} se înlocuiește prin $C_{ies} = C_{ak} + C_{ag2} + C_{ag3}$; capacitatea C_{ga} are o valoare mult mai mică decât la triode.

XIII.4.2. Joncțiunea PN la frecvențe înalte

Presupunem că tensiunea directă aplicată pe diodă conține o componentă continuă și una alternativă; rezultă că și curentul care circulă prin diodă are o componentă continuă și una alternativă, deci

$$v_D = V_D + V_1 e^{j\omega t}, \quad (13.78)$$

$$i_D = I_D + I_1 e^{j\omega t}. \quad (13.79)$$

Considerind valabile condițiile de semnal mic

$$V_1 \ll V_D, \quad V_1 \ll V_T, \quad I_1 \ll I_D, \quad (13.80)$$

curentul I_1 are expresia [14]

$$I_1 = \frac{qS_a V_1}{V_T} \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} s_p + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} s_n \right) e^{V_D/V_T}, \quad (13.81)$$

unde S_a este aria joncțiunii, iar s_p și s_n au expresiile

$$s_p = (1 + j\omega\tau_p)^{1/2}, \quad (13.82)$$

$$s_n = (1 + j\omega\tau_n)^{1/2}, \quad (13.83)$$

τ_p și τ_n fiind timpii de viață ai golumilor, respectiv electronilor. Componenta continuă a curentului are expresia dată de (2.44).

Modelul liniar pentru componenta de semnal constă dintr-o admitanță definită de raportul

$$Y = \frac{I_1}{V_1} = \frac{qS_a}{V_T} \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} s_p + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} s_n \right) e^{V_D/V_T}. \quad (13.84)$$

Deosebim două cazuri.

1) *Frecvențe relativ joase* ($\omega\tau_p \ll 1$, $\omega\tau_n \ll 1$). În acest caz se poate scrie

$$s_p \simeq 1 + \frac{1}{2} j\omega\tau_p, \quad s_n \simeq 1 + \frac{1}{2} j\omega\tau_n, \quad (13.85)$$

iar (13.84) devine

$$Y = G + j\omega C, \quad (13.86)$$

unde

$$G = \frac{qS_a e^{V_D/V_T}}{V_T} \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \right) \simeq \frac{I_D}{V_T}, \quad (13.87)$$

$$C = \frac{qS_a e^{V_D/V_T}}{2V_T} \left(\frac{D_p p_{n0}}{L_p} \tau_p + \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \tau_n \right) \simeq \frac{I_D}{2V_T} \tau_p. \quad (\tau_n = \tau_p) \quad (13.88)$$

Din ultimele două relații rezultă concluzia importantă că conductanța și capacitatea joncțiunii în regim alternativ depind de valoarea lui I_D , deci a lui V_D . Schema echivalentă este reprezentată în figura 13.12, a.

2) *Frecvențe înalte* ($\omega\tau_p \gg 1$, $\omega\tau_n \gg 1$). În acest caz se poate scrie

$$s_p \simeq (j\omega\tau_p)^{1/2} = \frac{1+j}{\sqrt{2}} (\omega\tau_p)^{1/2}, \quad s_n \simeq (j\omega\tau_n)^{1/2} = \frac{1+j}{\sqrt{2}} (\omega\tau_n)^{1/2}, \quad (13.89)$$

iar (13.84) devine

$$Y = G(\omega) + jB(\omega) = a_0 \sqrt{\omega} + ja_0 \sqrt{\omega}, \quad (13.90)$$

unde

$$a_0 = \frac{qS_a}{\sqrt{2} V_T} (p_{n0} D_p^{1/2} + n_{p0} D_n^{1/2}) e^{V_D/V_T}. \quad (13.91)$$

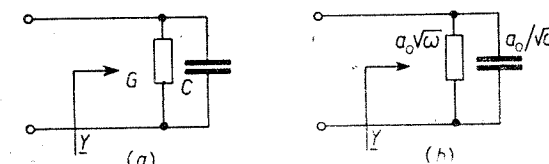


Fig. 13.12. Modele liniare pentru joncțiunea PN la frecvențe înalte.

Se observă că la frecvențe înalte, conductanța și susceptanța capacitivă sînt egale și variază cu frecvența. Capacitatea joncțiunii este

$$C(\omega) = B(\omega)/\omega = a_0/\sqrt{\omega}. \quad (13.92)$$

Schema echivalentă este reprezentată în figura 13.12, b.

XIII.4.3. Comportarea tranzistorilor bipolari la frecvențe înalte

Funcționarea tranzistorului bipolar la frecvențe înalte este influențată de mai mulți factori dintre care cei mai importanți sînt: capacitățile joncțiunilor C_e , C_c , timpul de tranzit al purtătorilor minoritari prin bază și rezistența distribuită a bazei r_{bb} . Luînd în considerație acești factori, parametrii h devin mărimi complexe notîndu-se cu h ; modulul și faza depind de frecvența semnalului. Capacitatea C_e afectează în principal impedanța h_{11} , iar C_c afectează în principal admitanța de ieșire h_{22} ; modulul lui h_{11} scade cu frecvența, iar modulul lui h_{22} crește. Rezistența r_{bb} influențează în special parametrii h_{11} și h_{12} .

Spre deosebire de tranzistorii TEC, în cazul tranzistorilor bipolari, timpul de tranzit al purtătorilor minoritari prin bază afectează puternic proprietățile de frecvență ale tranzistorului, în sensul că modulul lui h_{21} scade cu frecvența. La tranzistorii bipolari convenționali și într-o anumită măsură și la tranzistorii drift, purtătorii minoritari se deplasează de la emitor spre colector prin difuzie. Procesele de difuzie sînt lente, astfel la frecvențe înalte, timpul de tranzit devine comparabil cu perioada semnalului. În acest caz, coeficienții α și β sînt mărimi complexe, partea imaginară fiind influențată de frecvența semnalului. Pentru a explicita această influență determinăm expresia lui α considerînd că tensiunile aplicate pe joncțiunile tranzistorului au o componentă continuă și una alternativă; drept urmare, curenții i_E și i_C vor avea o componentă continuă și una alternativă [7, 10, 14]. Componentele continue au expresii identice cu cele date în capitolul III; expresiile componentelor alternative diferă de cele ale componentelor continue numai prin faptul că în locul lungimilor de difuzie L_n și L_p se iau lungimile de difuzie echivalente

$$L'_n = L_n/s_n = L_n/\sqrt{1 + j\omega\tau_n}, \quad (13.93)$$

$$L'_p = L_p/s_p = L_p/\sqrt{1 + j\omega\tau_p}. \quad (13.94)$$

Considerind un tranzistor *PNP*, coeficientul α poate fi determinat conform expresiei (3.20) în care se ține cont de ultimele două relații

$$\alpha = \frac{\text{sech}(w/L'_{pB})}{1 + \frac{\sigma_B}{\sigma_E} \frac{L'_{pB}}{L'_{nE}} \text{th}(w/L'_{pB})}. \quad (13.95)$$

Avind în vedere că pentru majoritatea tranzistorilor bipolari au loc inegalitățile

$$\sigma_B \ll \sigma_E, \quad w_{sp}/L_{pB} \ll 1, \quad w_{sn}/L_{nE} \ll 1, \quad (13.96)$$

coeficientul α poate fi pus sub forma [7]

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + j\omega/\omega_\alpha} = \frac{\alpha_0}{1 + jf/f_\alpha}, \quad (13.97)$$

unde

$$\alpha_0 = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{w}{L_{pB}} \right)^2 + \frac{\sigma_B}{\sigma_E} \frac{w}{L_{nE}}}, \quad (13.98)$$

$$\omega_\alpha = \frac{1 + 2 \left(\frac{L_{pB}}{w} \right)^2 \left(1 + \frac{\sigma_B}{\sigma_E} \frac{w}{L_{nE}} \right)}{\tau_{pB}}. \quad (13.99)$$

Expresia lui α_0 este identică cu (3.21), iar ω_α se numește *frecvență de tăiere* (limită) în conexiunea BC; ținând seama de inegalitățile (13.96), valoarea lui ω_α este determinată în principal de procesele de difuzie și de grosimea efectivă a bazei

$$\omega_\alpha \simeq \frac{2}{\tau_{pB}} \frac{L_{pB}^2}{w^2} = \frac{2D_{pB}^2}{w^2}. \quad (13.100)$$

Semnificația fizică a lui $f_\alpha = \omega_\alpha/2\pi$ decurge din faptul că atunci când frecvența semnalului devine egală cu f_α , modulul lui α scade la $\alpha_0/\sqrt{2}$; într-adevăr, scriind pe α sub forma

$$\alpha = \alpha_0 / \sqrt{1 + (f/f_\alpha)^2}, \quad \varphi = -\arctg(f/f_\alpha), \quad (13.101)$$

se constată că odată cu creșterea frecvenței, α scade ajungând la $\alpha_0/\sqrt{2}$ când $f = f_\alpha$. Pentru a obține valori ridicate ale lui f_α se realizează tranzistori drift cu baze foarte înguste.

Avind în vedere relațiile (13.46) se poate deduce frecvența de tăiere pentru conexiunea EC, anume

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{\beta_0}{1 + jf/f_\beta}, \quad (13.102)$$

unde

$$\beta_0 = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0}, \quad f_\beta = (1 - \alpha_0) f_\alpha \simeq f_\alpha / \beta_0. \quad (13.103)$$

În baza considerentelor fizice expuse mai sus și ținând cont de schema echivalentă naturală Early (cap. III, fig. 3.13, b) se poate desena schema echivalentă din figura 13.13, a valabilă la frecvențe înalte în conexiune BC. Plecînd de la această schemă se determină modelul liniar la frecvențe înalte cu parametri h_b (fig. 13.13, b). În calcule, adesea este necesar să se exprime parametrii h_b în funcție de parametri naturali. Parametrii h_{11b} și h_{21b} se determină în condiții de scurtcircuit la ieșire, iar h_{12b} și h_{22b} se determină în condiții de mers în gol la intrare. Aplicînd aceste condiții schemei echivalente din figura 13.13, a și ținînd cont că pentru frecvențele de lucru ale tranzistorului au loc relațiile

$$\mu \ll 1, \quad |Z_c| = \left| \frac{r'_c}{1 + j\omega r'_c C_c} \right| \gg r_{bb'}, \quad V_{cb} \simeq V'_c, \quad (13.104)$$

rezultă

$$h_{21b} = \frac{I_c}{I_e} \Big|_{V_{cb}=0} = \frac{-\alpha_0}{1 + j\omega/\omega_\alpha} = \frac{h_{21b}}{1 + j\omega/\omega_\alpha}, \quad (13.105)$$

$$h_{11b} = \frac{V_{eb}}{I_e} \Big|_{V_{cb}=0} = \frac{r'_e}{1 + j\omega r'_e C_e} + \frac{r_{bb'}(1 - \alpha_0)}{1 + (\omega/\omega_\alpha)^2} - \frac{j r_{bb'} \omega / \omega_\alpha}{1 + (\omega/\omega_\alpha)^2} \simeq \frac{r'_e}{1 + j\omega r'_e C_e}, \quad (13.106)$$

$$h_{12b} = \frac{V_{eb}}{V_{cb}} \Big|_{I_e=0} = \mu + \frac{r_{bb'}}{r'_c} (1 + j\omega r'_c C_b), \quad (13.107)$$

$$h_{22b} = \frac{I_c}{V_{cb}} \Big|_{I_e=0} = \frac{r'_c}{1 + j\omega r'_c C_c}. \quad (13.108)$$

În cazul conexiunii EC, modelul liniar cu parametri h_e la frecvențe înalte este arătat în figura 13.14, a. Expresiile parametrilor h_e pot fi obținute direct

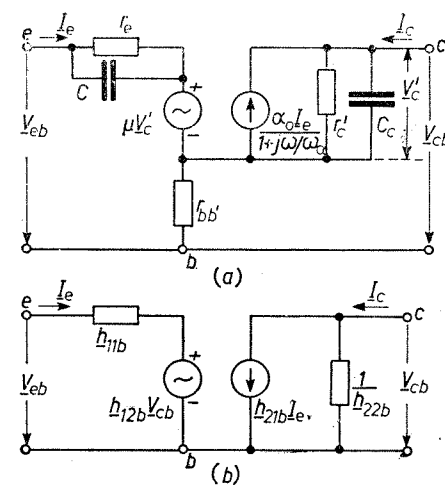


Fig. 13.13. Modele liniare de înaltă frecvență pentru tranzistorul bipolar în conexiune BC: a — cu parametri naturali; b — cu parametri h_b .

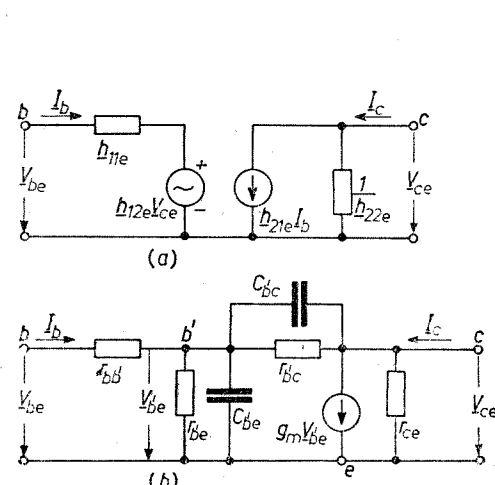


Fig. 13.14. Modele liniare de înaltă frecvență ale tranzistorului bipolar în conexiune EC: a — cu parametri h_e ; b — circuit echivalent Giacoletto.

din parametrii h_b , utilizîndu-se relațiile din tabelul XIII.1. O altă cale constă în exprimarea parametrilor h_e în funcție de parametrii circuitului echivalent Giacoletto (model hibrid în π) pentru conexiunea EC (fig. 13.14, b), unde

$g_m = \partial I_c / \partial V_{b'e}$ este transconductanța (panta internă) tranzistorului. Valorile parametrilor din modelul Giacoletto pentru un tranzistor tipic sînt: $g_m = 50 \text{ mA/V}$, $r_{bb'} = 50 \div 100 \Omega$, $r_{b'e} = 800 \div 1000 \Omega$, $r_{b'c} = 5 \cdot 10^6 \Omega$, $r_{ce} = 100 \cdot 10^3 \Omega$, $C_{b'e} = 100 \text{ pF}$, $C_{b'c} = 3 \div 5 \text{ pF}$.

Capitolul XIV

AMPLIFICATORI DE TENSIUNE (SEMNAL MIC)

XIV.1. INTRODUCERE

Cea mai importantă funcție a dispozitivelor electronice cu trei sau mai multe terminale este cea de amplificare: un semnal de control, de mică putere, este utilizat pentru a obține la ieșire un semnal de aceeași formă avînd puterea mult mai mare. Există o mare varietate de amplificatori electronici care diferă prin natura semnalului, dispozitivul utilizat, circuitele de cuplaj între etaje, clasa de funcționare, banda de frecvențe etc.

În capitolul de față se prezintă un studiu detaliat al amplificatorilor de tensiune (de semnal mic sau liniari), la care impedanța de sarcină sau rețelele de cuplaj nu conțin circuite selective; în această categorie intră amplificatorii de audiofrecvență (AF), precum și o categorie largă de amplificatori utilizați în diferite domenii de cercetare științifică, în instalațiile de măsurare și control etc. (tot aici ar putea fi incluși și amplificatorii de bandă largă fără circuite de corecție). Sînt tratate următoarele probleme mai importante: expresia generală a coeficientului de amplificare, caracteristici de frecvență, efectul Miller, diagramele Bode. Se insistă în special asupra amplificatorilor cu tranzistori TEC și bipolari avînd rețele de cuplaj de tipul CR; în încheiere se expun unele considerente asupra amplificatorilor cu cuplaj prin transformator și a amplificatorilor conținînd mai multe etaje.

XIV.2. NOȚIUNI FUNDAMENTALE CU PRIVIRE LA AMPLIFICATORI

Înainte de a trece la studiul cantitativ al amplificatorilor de semnal mic este necesar să ne oprim pe scurt asupra unor mărimi și noțiuni fundamentale care se utilizează pentru caracterizarea amplificatorilor.

XIV.2.1. Coeficient de amplificare

La orice etaj de amplificare cu tranzistori TEC, tuburi electronice și tranzistori bipolari distingem trei coeficienți de amplificare: de tensiune \underline{A}_v , de curent \underline{A}_i , de putere \underline{A}_p . Avem succesiv

$$\underline{A}_v = A_v e^{j\varphi} = V_2 / V_1, \quad (14.1)$$

$$\underline{A}_i = A_i e^{j\psi} = I_2 / I_1, \quad (14.2)$$

$$\underline{A}_p = \frac{P_2}{P_1} = \frac{V_2 I_2 \cos \theta_2}{V_1 I_1 \cos \theta_1} = A_v A_i \frac{\cos \theta_2}{\cos \theta_1}, \quad (14.3)$$

unde V_1 , I_1 reprezintă tensiunea, respectiv curentul de intrare; V_2 , I_2 reprezintă tensiunea, respectiv curentul de ieșire; θ_1 este defazajul dintre V_1 și I_1 , iar θ_2 este defazajul dintre V_2 și I_2 .

Pentru caracterizarea unui amplificator ce conține n etaje de amplificare se introduc coeficienții globali \underline{A}_{Tv} , \underline{A}_{Ti} , \underline{A}_{Tp} avînd expresiile:

$$\underline{A}_{Tv} = \underline{A}_{1v} \cdot \underline{A}_{2v} \cdot \dots \cdot \underline{A}_{nv} = A_{1v} \cdot A_{2v} \cdot \dots \cdot A_{nv} e^{j(\varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n)}, \quad (14.4)$$

$$\underline{A}_{Ti} = \underline{A}_{1i} \cdot \underline{A}_{2i} \cdot \dots \cdot \underline{A}_{ni} = A_{1i} \cdot A_{2i} \cdot \dots \cdot A_{ni} e^{j(\psi_1 + \psi_2 + \dots + \psi_n)}, \quad (14.5)$$

$$\underline{A}_{Tp} = A_{1p} \cdot A_{2p} \cdot \dots \cdot A_{np} = A_{Tv} \cdot A_{Ti} \frac{\cos \theta_{n+1}}{\cos \theta_1}, \quad (14.6)$$

unde \underline{A}_{1v} , \underline{A}_{2v} , ..., \underline{A}_{nv} reprezintă coeficienții de amplificare în tensiune pentru fiecare etaj separat, iar φ_1 , φ_2 , ..., φ_n sînt defazațiile respective; \underline{A}_{1i} , \underline{A}_{2i} , ..., \underline{A}_{ni} reprezintă coeficienții de amplificare în curent pentru fiecare etaj separat, iar ψ_1 , ψ_2 , ..., ψ_n sînt defazațiile respective; θ_1 este defazajul dintre V_1 și I_1 , iar θ_{n+1} este defazajul dintre V_{n+1} și I_{n+1} , unde prin V_{n+1} , I_{n+1} s-au notat tensiunea, respectiv curentul la ieșirea ultimului etaj al amplificatorului.

Notația în decibeli (dB). Pentru măsurarea unui raport de puteri, foarte comodă se dovedește utilizarea unităților logaritmice. Logaritmul zecimal al raportului P_2/P_1 poartă denumirea de *bel* (în onoarea lui A. G. Bell), deci

$$(P_2/P_1)_B = \log(P_2/P_1). \quad (14.7)$$

Deoarece *bel* este o unitate relativ mare, în electronică, telecomunicații și acustică se folosește o unitate de 10 ori mai mică numită *decibel* (dB), adică

$$(P_2/P_1)_{dB} = 10 \log(P_2/P_1). \quad (14.8)$$

Dat fiind că răspunsul organelor de simț omeneste, inclusiv urechea, depinde neliniar de excitație (legea Weber-Fechner), utilizarea decibelului este recomandabilă în gama de AF.

Avînd în vedere relațiile

$$P_1 = \frac{V_1^2}{Z_{in}} \cos \theta_1, \quad P_2 = \frac{V_2^2}{Z_{ies}} \cos \theta_2, \quad (14.9)$$

unde Z_{in} , Z_{ies} reprezintă impedanțele (modulii) de intrare, respectiv ieșire, se poate scrie

$$(P_2/P_1)_{dB} = 20 \log(V_2/V_1) + 10 \log(Z_{in}/Z_{ies}) + 10 \log(\cos \theta_2 / \cos \theta_1). \quad (14.10)$$

În cazul cînd impedanțele au un caracter rezistiv avem $\cos \theta_1 = \cos \theta_2 = 1$ și (14.10) devine

$$(P_2/P_1)_{dB} = 20 \log(V_2/V_1) + 10 \log(R_{in}/R_{ies}) \quad (14.11)$$

și analog

$$(P_2/P_1)_{dB} = 20 \log(I_2/I_1) + 10 \log(R_{ies}/R_{in}) \quad (14.12)$$

Considerînd cazul particular $R_{in} = R_{ies}$, ultimele două relații devin

$$(P_2/P_1)_{dB} = 20 \log(V_2/V_1) = 20 \log(I_2/I_1). \quad (14.13)$$

Această relație este adevărată numai cînd $R_{in} = R_{ies}$; totuși, în mod incorect, în practică, rapoarte de tensiuni și curenți se exprimă în decibeli chiar cînd

$R_{ies} \neq R_{in}$. În acest caz, egalitatea (14.13) nu mai este satisfăcută, iar notația în decibeli pentru rapoarte de tensiuni și curenți este permisă numai dacă se specifică clar că ne referim fie numai la raportul tensiunilor, fie numai la raportul curenților. Referindu-ne la modulii coeficienților de amplificarea se poate scrie

$$A_{p, dB} = 10 \log (P_2/P_1) = 10 \log A_p, \quad (14.14)$$

$$A_{v, dB} = 20 \log (V_2/V_1) = 20 \log A_v, \quad (14.15)$$

$$A_{i, dB} = 20 \log (I_2/I_1) = 20 \log A_i, \quad (14.16)$$

și trebuie notat că $A_{v, dB} \neq A_{i, dB} \neq A_{p, dB}$, deoarece $A_v \neq A_i \neq A_p$.

Adesea este foarte comodă utilizarea unui instrument de măsurare gradat în decibeli; ținând seama de definiția decibelului, cel mai potrivit ar fi un wattmetru având scala gradată în mod corespunzător. Totuși, dat fiind costul ridicat al wattmetrelor, se poate utiliza un voltmetru de curent alternativ având unele specificații suplimentare cu privire la impedanța conectată la intrare. În legătură cu aceasta, au fost elaborate mai multe referințe standard pentru calibrarea instrumentului: a) drept referință (zero decibeli) se ia puterea de 6 mW disipată pe o sarcină rezistivă de 500 Ω ; nivelul de 0 decibeli corespunde tensiunii de 1,73 V; b) drept referință se ia puterea de 1 mW disipată pe o sarcină rezistivă de 600 Ω ; c) drept referință se ia puterea de 1 mW fără specificații asupra impedanței.

XIV. 2.2. Distorsiuni

Semnalul la ieșirea unui amplificator ideal trebuie să fie o reproducere fidelă a semnalului de intrare multiplicat cu o constantă; în toți amplificatorii reali, forma semnalului de ieșire este diferită de cea a semnalului de intrare. Această schimbare a formei semnalului se numește *distorsiune*; schimbarea formei este însoțită în general de schimbarea compoziției spectrale a semnalului.

Există în principal două cauze care produc distorsionarea semnalului amplificat.

a) *Nelinaritatea caracteristicilor statice ale dispozitivelor electronice.* Datorită acestor neliniarități, semnalul de ieșire conține armonici suplimentare față de cele conținute în semnalul de intrare, prin urmare se schimbă forma semnalului. Acest tip de distorsiuni se numesc *distorsiuni neliniare* și sunt caracterizate prin coeficientul de distorsiuni neliniare definit prin relația

$$k_f = \sqrt{\frac{P_2 + P_3 + \dots + P_n}{P_1}}, \quad (14.17)$$

unde P_1 este puterea corespunzătoare frecvenței fundamentale, iar P_2, P_3, \dots, P_n sînt puterile corespunzătoare armonicilor respective.

Dacă impedanța de sarcină nu variază cu frecvența, se poate scrie

$$k_f = \frac{\sqrt{V_{2m}^2 + V_{3m}^2 + \dots + V_{nm}^2}}{V_{1m}}, \quad k_f = \frac{\sqrt{I_{2m}^2 + I_{3m}^2 + \dots + I_{nm}^2}}{I_{1m}}, \quad (14.18)$$

unde $V_{1m}, V_{2m}, \dots, V_{nm}, I_{1m}, I_{2m}, \dots, I_{nm}$ sînt amplitudinile tensiunilor, respectiv curenților de frecvență $f, 2f, \dots, nf$.

În aparatura de măsurare și control, $k_f = 0,01 \div 0,05\%$; în radiocomunicații, radiodifuziune și televiziune, $k_f = 1 \div 5\%$; în telefonie, $k_f = 5 \div 15\%$.

b) *Variația coeficientului de amplificarea (modul și fază) cu frecvența.* Ne referim la coeficientul de amplificarea în tensiune A_v , avînd modulul A_v și faza φ . Variația mărimilor A_v și φ cu frecvența produce *distorsiuni de frecvență* (liniare). Amplificatorul nu introduce distorsiuni de frecvență dacă: 1) A_v rămîne constant pentru întreaga gamă de frecvențe a semnalului de intrare; 2) faza ia valorile $\varphi = \pm n\pi$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), $\varphi = -k\omega$ (k este o constantă pozitivă) pentru întreaga gamă de frecvențe a semnalului de intrare. Dacă aceste condiții nu sînt satisfăcute, amplificatorul introduce distorsiuni de frecvență care sînt de două feluri: *distorsiuni de amplitudine*, cînd A_v variază cu frecvența; *distorsiuni de fază*, cînd variația lui φ cu frecvența nu satisface condițiile specificate la punctul 2.

XIV.2.3. Bandă de frecvențe

Reprezentînd grafic variația lui A_v în funcție de frecvență pentru un amplificator real (fig. 14.1), se constată că în limitele unei anumite game de frecvențe, A_v rămîne aproximativ constant; notăm această valoare cu A_{v0} . *Banda de trecere* (de frecvențe) reprezintă gama de frecvențe cuprinse între f_1 și f_2 , adică $B = f_2 - f_1$. În general, frecvențele f_1 și f_2 sînt frecvențele pentru care A_v scade de $\sqrt{2}$ ori față de valoarea A_{v0} ; utilizînd unități logaritmice, această scădere este egală cu 3 dB (puterea semnalului la frecvențele f_1 și f_2 scade de 2 ori). Variația lui A_v cu 3 dB în limitele benzii de trecere este uzuală pentru aparatura de audiofrecvență; în alte domenii, cum ar fi aparatele electronice de măsurare și control de precizie ridicată, se impune ca variația lui A_v în limitele benzii de trecere să fie mult mai mică, $\log(A_v/A_{v0}) = \pm (0,5 \div 1)$ dB.

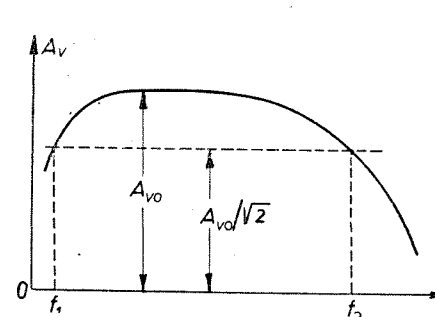


Fig. 14.1. Banda de trecere a amplificatorului, $B = f_2 - f_1$.

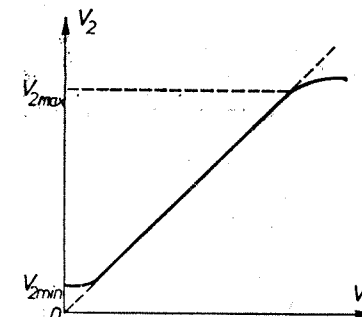


Fig. 14.2. Caracteristică de transfer $V_2 = f(V_1)$ pentru determinarea gamei dinamice.

XIV.2.4. Gamă dinamică

Prin *gamă dinamică* se înțelege raportul (exprimat în dB)

$$D_{dB} = 20 \log (V_{2 \max}/V_{2 \min}), \quad (14.19)$$

unde $V_{2 \max}, V_{2 \min}$ reprezintă semnalul maxim, respectiv minim, nedistorsionat, la ieșirea amplificatorului. Aceste mărimi rezultă din caracteristica $V_2 = f(V_1)$ (fig. 14.2), unde V_1 este semnalul de intrare; $V_{2 \max}$ este limitat

de distorsiunile neliniare, $V_{2\min}$ este limitat de zgomotele proprii (interne) ale dispozitivului și de semnalele parazite culese la intrarea amplificatorului. Gama dinamică se referă la porțiunea liniară a caracteristicii $V_2 = f(V_1)$; în amplificatorii de bună calitate, $D_{dB} = 60 \div 65$ dB.

XIV.2.5. Putere utilă și randament

În cazul amplificatorilor de putere se urmărește obținerea unei puteri utile de ieșire P_{\sim} cât mai mare, în condițiile unui randament ridicat. Puterea maximă $P_{\sim\max}$ care se poate obține de la un amplificator este limitată în principal de doi factori: coeficientul de distorsiuni neliniare și puterea maximă admisă disipată pe dispozitiv (vezi cap. XII). Cu cât amplitudinea semnalului de ieșire este mai mare, cu atât neliniaritatea caracteristicilor statice este mai pronunțată, deci k_f are valori mari. Pentru obținerea unei amplificări nedistorsionate a semnalului este necesar ca $I_{am} < I_{aQ}$; creșterea puterii P_{\sim} necesită creșterea lui I_{DQ} , deci și a puterii disipate pe dispozitiv.

Un parametru important ce caracterizează amplificatorii de putere este randamentul pe circuitul de ieșire $\eta = P_{\sim}/P_0$, unde P_0 este puterea consumată de la sursa de alimentare. În amplificatorii de putere mică, $\eta = 15 \div 20\%$; în amplificatorii de putere medie, $\eta \approx 20 \div 50\%$; în amplificatorii de putere mare, $\eta = 50 \div 75\%$.

XIV.2.6. Criterii de clasificare a amplificatorilor

Data fiind multitudinea tipurilor de amplificatori electronici au fost elaborate un număr de criterii pentru clasificarea lor. Enumerăm pe scurt aceste criterii.

1) *Tipul de dispozitiv electronic* cu care este echipat amplificatorul, după care distingem: amplificatori cu tranzistori TEC, cu tuburi electronice, cu tranzistori bipolari, cu diode tunel, cu diode Gunn, cu dispozitive funcționale, cu elemente magnetice etc.

2) *Tipul rețelei de cuplaj între etaje* după care distingem: amplificatori cu cuplaj RC (sau cuplaj capacitiv), cu cuplaj prin transformator (inclusiv transformatori acordati), cu cuplaj rezistiv sau direct (amplificatori de curent continuu).

3) *Natura semnalelor de intrare și ieșire*. De obicei, un amplificator este astfel proiectat, încât să amplifice fie tensiunea, fie curentul, fie puterea aplicată la intrare. Astfel distingem: amplificatori de tensiune, amplificatori de curent, amplificatori de putere. În cazul amplificatorilor de tensiune, semnalul de intrare constă dintr-un generator ideal de tensiune, $Z_{is} \ll Z_{in}$, iar amplificatorul constituie față de sarcină de asemenea un generator ideal de tensiune, $Z_{ies} \ll Z_s$; acești amplificatori sînt echipați de obicei cu tranzistori TEC și tuburi electronice. În cazul amplificatorilor de curent sînt satisfăcute inegalitățile, $Z_{is} \gg Z_{in}$, $Z_{ies} \gg Z_s$; acești amplificatori sînt echipați de obicei cu tranzistori bipolari. La amplificatorii de putere se urmărește obținerea unei puteri utile de ieșire relativ mari pentru alimentarea unei anumite sarcini, cum ar fi un difuzor, o antenă, o instalație de reglare industrială. Trebuie subliniat că la amplificatorii de tensiune există și o ampli-

ficare de curent și de putere, iar la amplificatorii de curent există o amplificare de tensiune și de putere.

4) *Mărimea semnalelor de ieșire* după care distingem: amplificatori de semnal mic pentru analiza cărora se utilizează modelul liniar al dispozitivului electronic; amplificatori de semnal mare pentru analiza cărora se utilizează modelul liniarizat pe porțiuni.

5) *Clase de funcționare* după care distingem: amplificatori clasa A, clasa AB, clasa B și clasa C (vezi cap. XII).

6) *Gama de frecvențe* după care distingem amplificatori aperiodici (neacordati) și amplificatori selectivi. Amplificatorii aperiodici la rîndul lor sînt de mai multe tipuri: amplificatori de audiofrecvență, amplificatori de video-frecvență (de bandă largă), amplificatori cu cuplaj rezistiv (de curent continuu). Amplificatorii selectivi funcționează într-o gamă îngustă de frecvențe și sînt de două tipuri: amplificatori de radiofrecvență (cu circuite acordate) și amplificatori selectivi de joasă frecvență, unde circuitele selective sînt de tipul RC.

XIV.3. AMPLIFICATORI CU CUPLAJ RC ECHIPAȚI CU TRANZISTORI TEC ȘI TUBURI ELECTRONICE

XIV.3.1. Schema de principiu și schema echivalentă a amplificatorului cu tranzistor TECMOS cu cuplaj RC

Considerăm un amplificator echipat cu tranzistor TECMOS cu canal inițial de tip N în conexiune SC, avînd cuplajul de tipul RC (fig. 14.3, a); trebuie subliniat că, exceptînd unele cazuri speciale, în amplificatorii de-

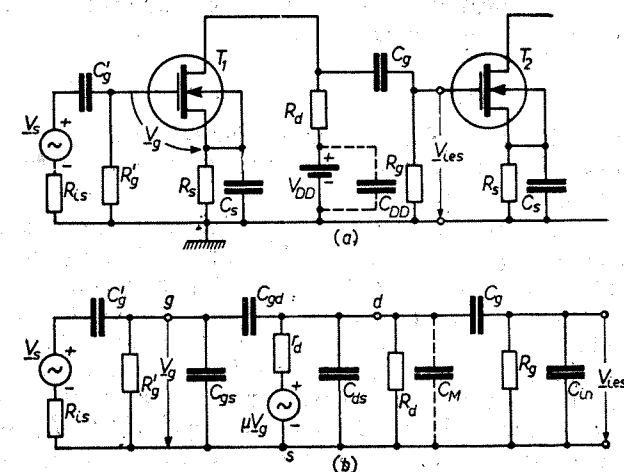


Fig. 14.3. Amplificator RC de semnal mic cu tranzistor TECMOS în conexiune SC: a - schema de principiu; b - schema echivalentă completă.

tensiune se utilizează cuplaje de tipul RC, avînd în vedere costul scăzut și dimensiunile mici ale elementelor respective. În scopul punerii în evidență a modului cum sînt influențați parametrii amplificatorului de către impedanța

de sarcină, presupunem că semnalul rezultat la ieșire se aplică unui alt amplificator echipat cu același tip de tranzistor. Pentru mărimile alternative se utilizează notația fazorială.

Semnificația elementelor din schemă este următoarea: grupul V_s, R_s constituie generatorul de semnal; grupul R_s, C_s asigură polarizarea automată a tranzistorului; capacitorii C_g asigură cuplajul între generatorul de semnal și amplificator, respectiv între amplificator și sarcină (trec numai componentele alternative, iar componenta continuă este oprită); rezistorul R_g reprezintă o cale de transmitere a tensiunii de polarizare dată de grupul R_s, C_s spre poarta tranzistorului, constituind în același timp o măsură de protecție împotriva străpunerii tranzistorului de către componenta continuă a semnalului (vezi cap. XII); R_d este rezistorul de drenă; V_{DD} este tensiunea de alimentare.

Semnalul alternativ de intrare controlează curentul de drenă, făcându-l să varieze după aceeași lege; componenta alternativă a lui i_D dă naștere unei căderi de tensiune pe rezistorul R_d ; această tensiune este transmisă spre etajul de amplificare următor.

Pentru analiza amplificatorului din figura 14.3, *a* se utilizează schema echivalentă corespunzătoare componentei alternative. Această schemă este arătată în figura 14.3, *b* și se obține în felul următor: tranzistorul se înlocuiește prin modelul său liniar la frecvențe înalte; la frecvențele de lucru ale amplificatorului, reactanțele capacitorilor C_s și C_{DD} (conținut în sursa de alimentare) sînt practic zero, deci acești capacitori constituie scurtcircuite; C_M reprezintă capacitatea parazită de montaj a firelor de conexiune; C_{in} reprezintă capacitatea de intrare a etajului următor sau capacitatea paralelă a unei sarcini oarecare.

XIV.3.2. Expresia generală a coeficientului de amplificare în tensiune A_v

Coeficientul de amplificare în tensiune reprezintă raportul dintre tensiunea de ieșire și tensiunea aplicată la intrare

$$\underline{A}_v = \underline{V}_{ies} / \underline{V}_s; \quad (14.20)$$

expresia sa în funcție de elementele schemei și parametrii tranzistorului poate fi dedusă, în general, plecîndu-se de la schema echivalentă completă din figura 14.3, *b*.

În scopul simplificării calculelor se fac unele aproximări care nu afectează rezultatul și concluziile finale. Capacitatea C_{gd} are valori foarte mici, în special la tranzistorii TEC cu două porți; semnalul transmis spre ieșire prin intermediul lui C_{gd} este cel puțin de 10^3 ori mai mic decît semnalul transmis de la intrare spre ieșire prin procesul de amplificare, prin urmare C_{gd} se poate neglija. Capacitatea C_{gs} se neglijează, deoarece are valori foarte mici și pentru faptul că ea afectează coeficientul de amplificare a etajului precedent, nu a celui studiat; avînd în vedere inegalitățile $R_{ts} \ll R_g$, $1/\omega C_g \ll R_g$ se poate lua $\underline{V}_g = \underline{V}_s$. Capacitățile C_{ds} și C_M influențează funcționarea amplificatorului la frecvențe înalte, unde C_g constituie un scurtcircuit, prin urmare aceste capacități pot fi transferate în paralel cu C_{in} , astfel $C_g = C_{ds} + C_M + C_{in}$. În urma aproximărilor făcute rezultă schema echivalentă din figura 14.4, *a*.

Pentru calculul tensiunii de ieșire \underline{V}_{ies} se aplică teorema lui Thévenin schemei din figura 14.4, *a*. Introducînd mai întîi notațiile $\underline{Z}_1 = r_d$, $\underline{Z}_2 = R_d$, $\underline{Z}_3 = 1/j\omega C_g$, $\underline{Z}_4 = R_g/(1 + j\omega C_0 R_g)$, rețeaua din stînga punctelor *a*, *b*

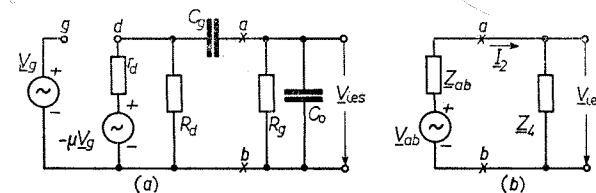


Fig. 14.4, *a* — Schema echivalentă simplificată a amplificatorului RC; *b* — schema rezultată în urma aplicării teoremei lui Thévenin.

se înlocuiește printr-un generator echivalent de tensiune, rezultînd schema din figura 14.4, *b*, unde

$$\underline{V}_{ab} = \frac{-\mu \underline{V}_g \underline{Z}_2}{\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2}, \quad \underline{Z}_{ab} = \underline{Z}_3 + \underline{Z}_1 || \underline{Z}_2, \quad \underline{I}_2 = \frac{\underline{V}_{ab}}{\underline{Z}_{ab} + \underline{Z}_4}. \quad (14.21)$$

Tensiunea de ieșire are expresia

$$\underline{V}_{ies} = \underline{I}_2 \underline{Z}_4 = \frac{-\mu \underline{V}_g \underline{Z}_2 \underline{Z}_4}{(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2)(\underline{Z}_{ab} + \underline{Z}_4)}, \quad (14.22)$$

iar (14.20) devine

$$\underline{A}_v = \frac{-\mu \underline{Z}_2 \underline{Z}_4}{(\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2)(\underline{Z}_{ab} + \underline{Z}_4)}. \quad (14.23)$$

Ținînd seama de notațiile introduse mai sus rezultă

$$\underline{A}_v = \frac{-\mu R_d R_g}{r_d R_d + (r_d R_g + R_d R_g)(1 + C_0/C_g) + (R_d + r_d)/j\omega C_g + j\omega C_0 r_d R_d R_g}. \quad (14.24)$$

Neglijînd raportul C_0/C_g față de unitate și împărțînd cu $r_d R_d + R_d R_g + r_d R_g$ se obține expresia generală a coeficientului de amplificare în tensiune

$$\underline{A}_v = \frac{\underline{A}_{v0}}{1 + j(\omega \tau_d - 1/\omega \tau_g)}, \quad (14.25)$$

unde

$$\begin{aligned} \tau_d &= C_0 R_\Sigma, \\ \tau_g &= C_g (R_g + r_d || R_d), \\ R_\Sigma &= r_d || R_d || R_g, \end{aligned} \quad (14.26)$$

iar \underline{A}_{v0} reprezintă coeficientul de amplificare în domeniul frecvențelor medii, avînd expresia

$$\underline{A}_{v0} = -g_m R_\Sigma = A_{v0} \angle 180^\circ, \quad A_{v0} = g_m R_\Sigma; \quad (14.27)$$

semnul minus indică faptul că faza semnalului este rotită cu 180° .

XIV.3.3. Efect Miller

Valoarea capacității de intrare C_{in} a etajului următor depinde de regimul de funcționare a tranzistorului T_2 (fig. 14.3, a). În regim static, de scurtcircuit la ieșire, această capacitate este $C_{in} = C_{gs} + C_{gd} \simeq C_{gs}$; în regim de amplificare (dinamic), capacitatea de intrare a tranzistorului T_2 este mult, mai mare fiind influențată de C_{gd} și coeficientul de amplificare.

Pentru calculul capacității dinamice de intrare considerăm un etaj simplu de amplificare (fig. 14.5, a) și determinăm admitanța de intrare la frecvențe înalte; schema echivalentă este reprezentată în figura 14.5, b. Admitanța de intrare este definită de relația

$$\underline{Y}_{in} = \underline{I}_1 / \underline{V}_s = \underline{I}_1 / \underline{V}_g, \quad (14.28)$$

unde

$$\underline{I}_1 = \underline{I}_{gs} + \underline{I}_{gd}, \quad (14.29)$$

$$\underline{I}_{gs} = j\omega C_{gs} \underline{V}_g, \quad (14.30)$$

$$\underline{I}_{gd} = j\omega C_{gd} (\underline{V}_g - \underline{V}_{ies}) = j\omega C_{gd} \underline{V}_g (1 - \underline{A}_v). \quad (14.31)$$

Ținând seama de aceste relații, pentru admitanța \underline{Y}_{in} se obține

$$\underline{Y}_{in} = j\omega [C_{gs} + C_{gd}(1 - \underline{A}_v)] = G_{in} + jB_{in}. \quad (14.32)$$

Dat fiind că \underline{A}_v este o mărime complexă se poate pune sub forma

$$\underline{A}_v = A_R + jA_X; \quad (14.33)$$

introducând în (14.32) rezultă

$$G_{in} = \text{Re}(\underline{Y}_{in}) = \omega C_{gd} A_X, \quad (14.34)$$

$$B_{in} = \text{Im}(\underline{Y}_{in}) = \omega [C_{gs} + (1 - A_R) C_{gd}] = \omega C_{in}, \quad (14.35)$$

unde

$$C_{in} = C_{gs} + (1 - A_R) C_{gd} \quad (14.36)$$

reprezintă capacitatea dinamică de intrare a amplificatorului considerat.

În cazul conexiunii SC, partea reală a lui \underline{A}_v este negativă și are în general valori ridicate, prin urmare C_{in} are o valoare foarte mare în comparație cu

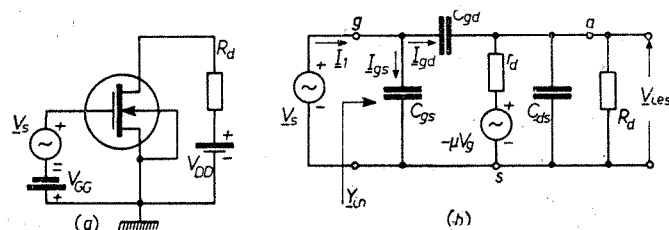


Fig. 14.5. Efect Miller:
a — schema de principiu pentru
calculul admitanței de intrare;
b — schema echivalentă.

C_{gs} și C_{gd} . Această creștere a capacității de intrare în regim dinamic se numește **efect Miller**. Micșorarea capacității C_{in} impune ca dispozitivul să aibă C_{gs} , și în special C_{gd} , cât mai mici; în acest scop se utilizează tranzistori TEC cu două porți și pentode. Se observă că pentru calculul lui C_{in} trebuie cunoscut \underline{A}_v al etajului respectiv; deoarece \underline{A}_v depinde de frecvență, în relația (14.36) este cuprinsă o anumită nedeterminare care se evită luând $A_R \simeq A_{v0}$.

În practică este preferabil ca G_{in} să fie cât mai mic, fapt ce demonstrează încă o dată necesitatea ca tranzistorul să aibă C_{gd} cât mai mic. În general, A_X poate fi atât pozitiv, cât și negativ; dacă este negativ, amplificatorul are conductanța de intrare negativă și pot apărea instabilități în funcționare (uneori se ajunge la autooscilație).

XIV.3.4. Caracteristici de frecvență

Coeficientul de amplificare reprezintă de fapt funcția de transfer a amplificatorului. Fiind o mărime complexă, \underline{A}_v se poate pune sub forma

$$\underline{A}_v = A_v e^{j\varphi_T} = A_v e^{j(\varphi_0 + \varphi)} \quad (14.37)$$

unde A_v este modulul coeficientului de amplificare, iar φ_T reprezintă defazajul total dintre tensiunea de ieșire și cea de intrare. Acest defazaj are două componente: φ_0 — defazajul introdus de dispozitivul electronic (în conexiunea SC, $\varphi_0 = \pi$; în conexiunile DC și GC, $\varphi_0 = 0$) și φ — defazajul introdus de elementele circuitelor de cuplaj între etaje.

Din (14.25) rezultă

$$A_v = \frac{A_{v0}}{\sqrt{1 + (\omega\tau_d - 1/\omega\tau_g)^2}}, \quad (14.38)$$

$$\varphi_T = \varphi_0 + \varphi = \pi - \arctg(\omega\tau_d - 1/\omega\tau_g). \quad (14.39)$$

Reprezentarea grafică a mărimilor A_v și φ_T în funcție de frecvență constituie caracteristicile de frecvență ale amplificatorului: $A_v = A_v(f)$ reprezintă caracteristica amplitudine-frecvență (fig. 14.6, a); $\varphi_T = \varphi_T(f)$ reprezintă caracteristica fază-frecvență (fig. 14.6, b). Pentru frecvență s-a adoptat o scară logaritmică. Se observă că într-un domeniu larg de frecvențe, coeficientul de amplificare rămâne aproximativ constant, având valoarea A_{v0} ; pentru acest domeniu, $\varphi \simeq 0$, deci $\varphi_T = \varphi_0$. La frecvențe foarte joase ($f \rightarrow 0$) și la frecvențe înalte ($f \rightarrow \infty$), pentru orice amplificator real cu cuplaj RC avem $A_v \rightarrow 0$.

Pentru explicarea caracteristicilor de frecvență efectuăm analiza amplificatorului pe domenii de frecvență.

a) **Domeniul frecvențelor medii.** Facem mai întâi unele precizări cu privire la ordinul de mărime și influența pe care o au elementele C_g și C_o (fig. 14.4, a) asupra parametrilor amplificatorului. Capacitorul C_g are valori mari, de ordinul microfrazilor; la frecvențe înalte și medii, reactanța sa $X_{Cg} = 1/\omega C_g$

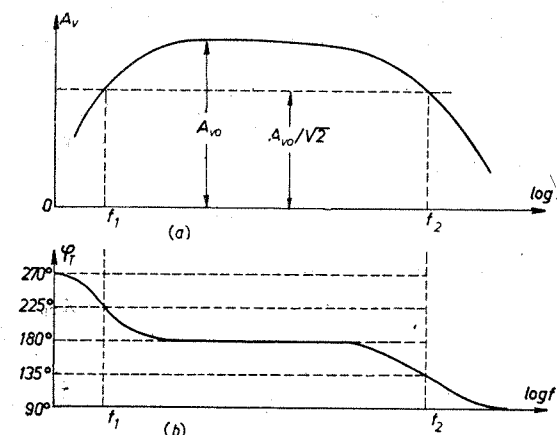


Fig. 14.6. Caracteristici de frecvență ale amplificatorului RC:
a — amplitudine-frecvență; b — fază-frecvență.

este foarte mică, prin urmare C_0 constituie un scurtcircuit. Capacitatea C_0 are valori mici, de ordinul zecilor de picofarazi; la frecvențe joase și medii, reactanța sa $X_{C0} = 1/\omega C_0$ este foarte mare, astfel C_0 poate fi neglijat, deoarece $Z_4 = X_{C0} \parallel R_g \simeq R_g$. Rezultă că în domeniul frecvențelor medii, schema

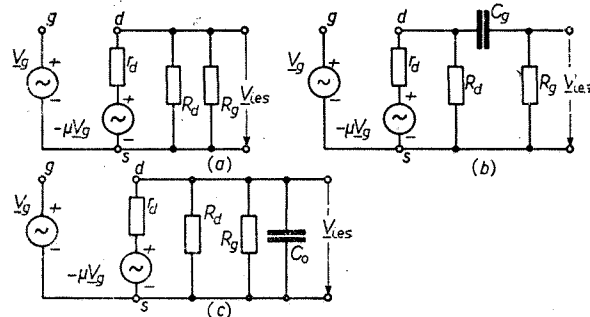


Fig. 14.7. Scheme echivalente ale amplificatorului cu cuplaj RC pe domenii de frecvență:

a - frecvențe medii; b - frecvențe joase; c - frecvențe înalte.

la triode și o parte din tranzistorii TEC au loc relațiile $R_a \simeq r_a \ll R_g$ și coeficientul de amplificare are expresia

$$A_v = \mu R_a / (R_a + r_a). \quad (14.43)$$

b) *Domeniul frecvențelor joase.* În acest domeniu de frecvență se poate neglija influența capacității C_0 , rezultând schema din figura 14.7, b. Fiind evidentă inegalitatea $\omega \tau_a \ll 1/\omega \tau_g$, din (14.25) rezultă

$$\underline{A}_{vj} = \frac{\underline{A}_{v0}}{1 + 1/j\omega \tau_g} = \frac{\underline{A}_{v0}}{1 - jf_1/f}, \quad (14.44)$$

unde s-a notat

$$\omega_1 = 1/\tau_g, \quad f_1 = 1/2\pi\tau_g. \quad (14.45)$$

Modulul și faza lui \underline{A}_{vj} sînt

$$A_{vj} = \frac{A_{v0}}{\sqrt{1 + (f_1/f)^2}}, \quad (14.46)$$

$$\varphi_T = \pi + \varphi, \quad \varphi = \arctg(f_1/f). \quad (14.47)$$

Prin definiție, banda de trecere a amplificatorului reprezintă gama de frecvențe în limitele căreia coeficientul de amplificare scade de $\sqrt{2}$ ori față de A_{v0} (puterea scade la jumătate). Punind condiția $A_{vj} = A_{v0}/\sqrt{2}$, din (14.46) rezultă

$$f = f_1 = 1/2\pi\tau_g \simeq 1/2\pi C_g R_g, \quad \varphi = \varphi_1 = 45^\circ; \quad (14.48)$$

cînd $f \rightarrow 0$ avem $\varphi \rightarrow 90^\circ$.

c) *Domeniul frecvențelor înalte.* În acest caz se neglijează influența capacității C_g , rezultînd schema din figura 14.7, c. Fiind evidentă inegalitatea $\omega \tau_a \gg 1/\omega \tau_g$, din (14.25) rezultă

$$\underline{A}_{vt} = \frac{\underline{A}_{v0}}{1 + j\omega \tau_a} = \frac{\underline{A}_{v0}}{1 + jf/f_2}, \quad (14.49)$$

unde s-a notat

$$\omega_2 = 1/\tau_a, \quad f_2 = 1/2\pi C_0 R_\Sigma. \quad (14.50)$$

Modulul și faza lui \underline{A}_{vt} sînt

$$A_{vt} = \frac{A_{v0}}{\sqrt{1 + (f/f_2)^2}}, \quad (14.51)$$

$$\varphi_T = \pi + \varphi, \quad \varphi = -\arctg(f/f_2). \quad (14.52)$$

Punînd condiția $A_{vt} = A_{v0}/\sqrt{2}$, din (14.51) rezultă

$$f = f_2 = 1/2\pi\tau_a = 1/2\pi C_0 R_\Sigma, \quad \varphi = \varphi_2 = -45^\circ; \quad (14.53)$$

cînd $f \rightarrow \infty$, avem $\varphi \rightarrow -90^\circ$.

Banda de trecere a amplificatorului la 3 dB atenuare ($A_{vj} = A_{vt} = A_{v0}/\sqrt{2}$) este

$$B_{(-3 \text{ dB})} = f_2 - f_1 = \frac{1}{2\pi} \frac{\tau_g - \tau_a}{\tau_g \tau_a}. \quad (14.54)$$

XIV.3.5. Distorsiuni de frecvență

Pentru aprecierea distorsiunilor de frecvență (liniare) ale amplificatorului este mai comod să se opereze cu valorile normate (modul și fază) ale coeficientului de amplificare; normarea se efectuează în raport cu valorile corespunzătoare domeniului de frecvențe medii.

Valoarea normată a coeficientului de amplificare este

$$\underline{M} = \frac{\underline{A}_v}{\underline{A}_{v0}} = \frac{1}{1 + j(\omega \tau_a - 1/\omega \tau_g)}, \quad (14.55)$$

iar modulul și faza lui \underline{M} sînt

$$M = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega \tau_a - 1/\omega \tau_g)^2}}, \quad (14.56)$$

$$\varphi = -\arctg(\omega \tau_a - 1/\omega \tau_g). \quad (14.57)$$

Reprezentarea grafică a mărimilor $M(f)$ și $\varphi(f)$ constituie caracteristicile de frecvență *normate* ale amplificatorului (fig. 14.8). Pornind de la aceste caracteristici se pot face precizări cu privire la distorsiunile de frecvență. Astfel din caracteristica normată amplitudine-frecvență (fig. 14.8, a) se observă că abaterea lui M , pentru o frecvență dată, de la caracteristica ideală ($M = 1$)

reprezintă distorsiuni de amplitudine; cu cât M diferă mai mult de 1, cu atât distorsiunile sînt mai mari.

Banda de trecere se definește, în general, ca gama utilă de frecvențe a amplificatorului dat; în cazul aparatelor electronice de măsurare și control, de performanțe ridicate, este necesar ca variația lui M în limitele benzii de trecere să fie mult mai mică de ± 3 dB. De exemplu, la voltmetrele electronice de precizie se impune ca în gama frecvențelor de lucru să avem $0,95 \leq M \leq 1$

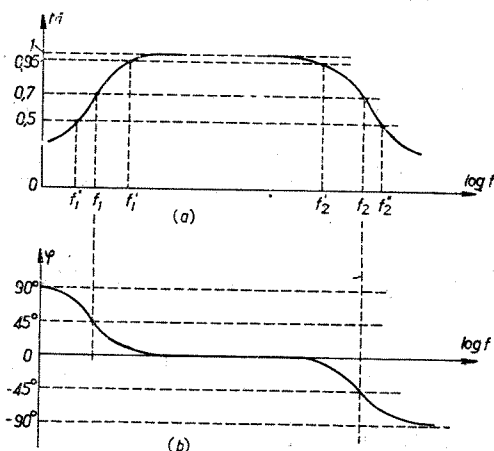


Fig. 14.8. Caracteristici de frecvență normale: a - amplitudine-frecvență; b - fază-frecvență.

Impunind pentru M_j și M_i valori oarecare, diferite de $1/\sqrt{2}$, rezultă expresiile generale pentru frecvențele limită ale benzii de trecere

$$f_j = f_1 / \sqrt{(1/M_j)^2 - 1}, \quad (14.60)$$

$$f_i = f_2 / \sqrt{(1/M_i)^2 - 1}. \quad (14.61)$$

Astfel, fixarea limitelor benzii de trecere (a variațiilor permise pentru M) depinde de tipul de aparat și domeniul de utilizare; în lipsa unor specificații concrete, drept limite ale benzii de trecere se vor lua frecvențele pentru care M suferă variații de ± 3 dB.

Caracteristica normală fază-frecvență (fig. 14.8, b) nu satisface condițiile specificate în paragraful XIV.2, prin urmare există distorsiuni de fază. Prin operația de normare a fost eliminat defazajul introdus de dispozitivul electronic $\varphi_0 = \pm n\pi$ ($n = 0, 1, 2 \dots$). Dacă între φ și f există o dependență liniară, amplificatorul nu prezintă distorsiuni de fază, dar semnalul de ieșire este întârziat față de cel de intrare, deoarece schema conține elemente reactive cărora le este specifică o anumită constantă de timp. Presupunem, de exemplu, că la intrarea amplificatorului se aplică un semnal ce conține două componente, una de frecvență f , cealaltă de frecvență $2f$; dacă φ depinde liniar de f , rezultă că la ieșirea amplificatorului, cele două componente sînt întârziate cu același timp, prin urmare forma semnalului nu se distorsionează.

XIV.3.6. Diagrame Bode

Diagramele Bode reprezintă caracteristici de frecvență normate la care: pentru axa frecvențelor se adoptă o scară logaritmică, modulul coeficientului de amplificare normat M se exprimă în decibeli, faza se exprimă în grade. Aceste diagrame sînt reprezentate în figura 14.9, a, b și se trasează separat pe domenii de frecvență. Ele prezintă următoarele particularități: 1) ușurință și rapiditate de trasare a caracteristicilor de frecvență, atunci cînd se cunosc frecvențele f_1 și f_2 , care sînt determinate de elementele schemei; 2) în radiocomunicații, în mod curent, amplificarea și atenuarea semnalelor pe căile de transmisie se măsoară în decibeli; 3) la trasarea acestor caracteristici se face uz de o serie de asimptote; erorile introduse prin această metodă sînt neglijabile, dacă amplificatorul are domeniul frecvențelor medii

suficient de întins, adică $f_2 \gg f_1$ (în practică este suficient $f_2 > 100 f_1$).

a) Domeniul frecvențelor joase. Ținînd seama de (14.58) și notînd $x_1 = f/f_1$ rezultă

$$M_{j\text{dB}} = 20 \log (x_1 / \sqrt{1 + x_1^2}). \quad (14.62)$$

Se trasează două asimptote:

- pentru $x_1 \gg 1$ avem $M_{j\text{dB}} = 0$, rezultînd o asimptotă orizontală;
- pentru $x_1 \ll 1$ avem $M_{j\text{dB}} = 20 \log x_1$; dînd lui x_1 , în mod succesiv, valorile 1, 1/2, 1/10, 1/100 rezultă o asimptotă oblică determinată de valorile: $M_{j\text{dB}}(1) = 0$, $M_{j\text{dB}}(1/2) = -6$, $M_{j\text{dB}}(1/10) = -20$, $M_{j\text{dB}}(1/100) = -40$.

Ținînd seama de faptul că pentru $x_1 = 1$ se cunoaște valoarea reală $M_{j\text{dB}} = -3$, se trasează caracteristica normală (fig. 14.9, a, linie plină) pentru domeniul frecvențelor joase.

b) Domeniul frecvențelor înalte. Ținînd seama de (14.59) și notînd $x_2 = f/f_2$ rezultă

$$M_{i\text{dB}} = 20 \log (1 / \sqrt{1 + x_2^2}). \quad (14.63)$$

Și în acest domeniu se trasează două asimptote:

- pentru $x_2 \ll 1$ avem $M_{i\text{dB}} = 0$, rezultînd o asimptotă orizontală;
- pentru $x_2 \gg 1$ avem $M_{i\text{dB}} = -20 \log x_2$; dînd lui x_2 , în mod succesiv, valorile 1, 2, 10, 100 rezultă o asimptotă oblică determinată de valorile: $M_{i\text{dB}}(1) = 0$, $M_{i\text{dB}}(2) = -6$, $M_{i\text{dB}}(10) = -20$, $M_{i\text{dB}}(100) = -40$.

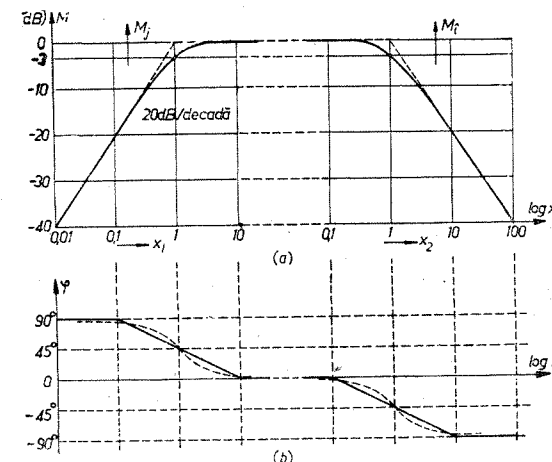


Fig. 14.9. Diagrame Bode pentru amplificatorul RC.

Ținând seama de punctul real de pe caracteristică $x_2 = 1$, $M_{iAB} = -3$, se trasează caracteristica normală pentru domeniul frecvențelor înalte.

Din figura 14.9, a se desprinde o concluzie importantă: panta asimptotelor oblice la amplificatorii cu cuplaj RC este de 6 dB pe octavă sau, în mod echivalent, 20 dB pe decadă.

c) *Caracteristica fază-frecvență.* Erorile introduse la trasarea caracteristicii fază-frecvență prin utilizarea asimptotelor sînt relativ mari, astfel această caracteristică servește doar pentru discuția unor aspecte calitative.

Ținând seama de (14.47) și (14.52) și de notațiile introduse mai sus se poate scrie

$$\varphi_j = \arctg(1/x_1), \quad \varphi_i = -\arctg x_2. \quad (14.64)$$

Pentru domeniul frecvențelor joase avem două asimptote orizontale: $x_1 \ll 1$, $\varphi_j = 90^\circ$ trasată de obicei pentru $x_1 \leq 0,1$; $x_1 \gg 1$, $\varphi_j = 0$ trasată pentru $x_1 \geq 10$. Avînd în vedere că la $x_1 = 1$ avem $\varphi_j = 45^\circ$, rezultă diagrama din figura 14.9, b. În mod similar, pentru domeniul frecvențelor înalte se trasează două asimptote orizontale: $x_2 \ll 1$, $\varphi_i = 0$ trasată de obicei pentru $x_2 \leq 0,1$; $x_2 \gg 1$, $\varphi_i = -90^\circ$ trasată pentru $x_2 \geq 10$; se ține seama de valoarea reală $x_2 = 1$, $\varphi_i = -45^\circ$. Caracteristica reală fază-frecvență a amplificatorului este reprezentată de curba punctată.

XIV.3.7. Produsul amplificare \times bandă de trecere

În general, la un amplificator se urmărește obținerea unui coeficient de amplificare cît mai mare și a unei benzi de trecere suficient de largi. Aceste cerințe sînt contradictorii. Pentru lărgirea benzii de trecere, $B = f_2 - f_1$, trebuie mărită frecvența $f_2 = 1/2\pi C_0 R_\Sigma$. În montajele îngrijite se poate considera $C_M \approx 0$ și C_0 constă din capacitatea de ieșire a etajului studiat și capacitatea de intrare a etajului următor echipat cu același tip de dispozitiv; prin urmare, valoarea minimă a lui C_0 este determinată de tipul dispozitivului electronic utilizat. Creșterea în continuare a lui f_2 se poate realiza numai prin

micșorarea lui R_Σ , fapt ce atrage după sine micșorarea coeficientului de amplificare.

Pentru caracterizarea globală a etajului de amplificare se utilizează coeficientul P avînd expresia

$$P = A_{v0} B \approx A_{v0} f_2 = g_m / 2\pi C_0 \quad (14.65)$$

denumit *produs amplificare \times bandă de trecere*. Atunci cînd se

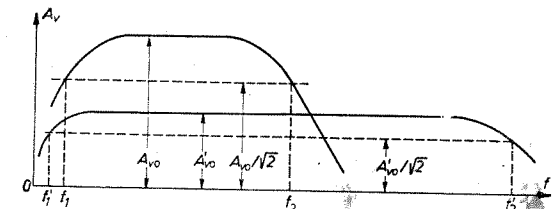


Fig. 14.10. Ilustrarea produsului amplificare \times bandă de trecere.

poate presupune $C_0 = C_{in} + C_{ies}$ se introduce un nou coeficient $\gamma = g_m / (C_{in} + C_{ies})$ numit *factor de merit al dispozitivului electronic*. După cum rezultă din (14.65) și din figura 14.10, pentru un amplificator dat, produsul amplificare \times bandă de trecere este constant ($A_{v0} f_2 = A'_{v0} f'_2$).

XIV.3.8. Considerații asupra amplificatorilor cu cuplaj RC echipați cu tuburi electronice

Toate rezultatele obținute la studiul amplificatorilor cu tranzistori TEC se aplică direct și la amplificatorii echipați cu tuburi electronice, deoarece ambele tipuri de dispozitive sînt cu comandă în tensiune. Pentru exemplificare,

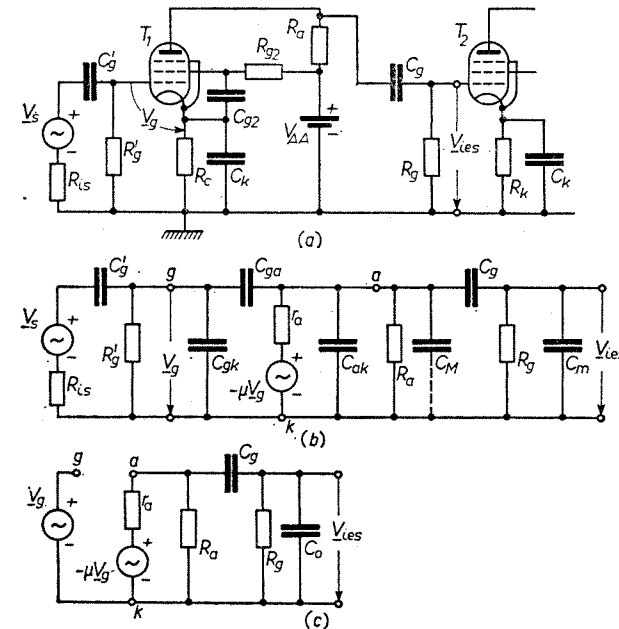


Fig. 14.11. Amplificator RC de semnal mic cu tuburi electronice (pentode) în conexiune KC: a - schemă de principiu; b - schemă echivalentă completă; c - schemă echivalentă simplificată.

considerăm schema amplificatorului echipat cu pentodă în conexiune KC (fig. 14.11, a); schemele echivalente, completă (fig. 14.11, b) și simplificată (fig. 14.11, c) sînt identice cu cele utilizate în cazul amplificatorului cu tranzistori TEC.

Expresia generală a coeficientului de amplificare în tensiune $A_v = V_{ies} / V_g$ este

$$A_v = \frac{A_{v0}}{1 + j(\omega\tau_a - 1/\omega\tau_g)}, \quad (14.66)$$

unde

$$\tau_a = C_0 R_\Sigma, \quad (14.67)$$

$$R_\Sigma = r_a \parallel R_a \parallel R_g, \quad (14.68)$$

$$\tau_g = C_g (R_g + r_a \parallel R_a), \quad (14.69)$$

$$A_{v0} = -g_m R_\Sigma. \quad (14.70)$$

Modulul și faza coeficientului de amplificare sînt

$$A_v = \frac{A_{v0}}{\sqrt{1 + (\omega\tau_a - 1/\omega\tau_g)^2}}, \quad (14.71)$$

$$\varphi_T = \varphi_0 + \varphi = \pi - \arctg(\omega\tau_a - 1/\omega\tau_g), \quad (14.72)$$

iar frecvențele ce limitează banda de trecere la 3 dB atenuare au expresiile

$$f_1 = 1/2\pi\tau_g = 1/2\pi C_g R_g, \quad (14.73)$$

$$f_2 = 1/2\pi\tau_a = 1/2\pi C_0 R_\Sigma. \quad (14.74)$$

XIV.4. AMPLIFICATORI CU CUPLAJ RC ECHIPAȚI CU TRANZISTORI BIPOLARI

Schema de principiu a amplificatorului echipat cu tranzistor bipolar în conexiune EC este arătată în figura 14.12, a. Polarizarea bazei este asigurată de divizorul rezistiv R_1, R_2 și de grupul R_E, C_E , care în același timp stabilizează termic punctul de funcționare static. Rezistorul R_c împreună cu impedanța de intrare a etajului următor și rezistorii R_3, R_4 constituie sarcina amplificatorului. În schema echivalentă completă (fig. 14.12, b), tranzistorul este înlocuit prin modelul liniar la frecvențe înalte cu parametri h_e (pentru ușurința scrierii se omit indicii e) și se consideră că rezistorul R_E și sursa de alimentare sînt complet scurtcircuitate de către C_E , respectiv capacitorul de filtraj.

Dat fiind că tranzistorul bipolar este un dispozitiv cu comandă în curent, pentru caracterizarea generală a amplificatorului este necesar să se calculeze

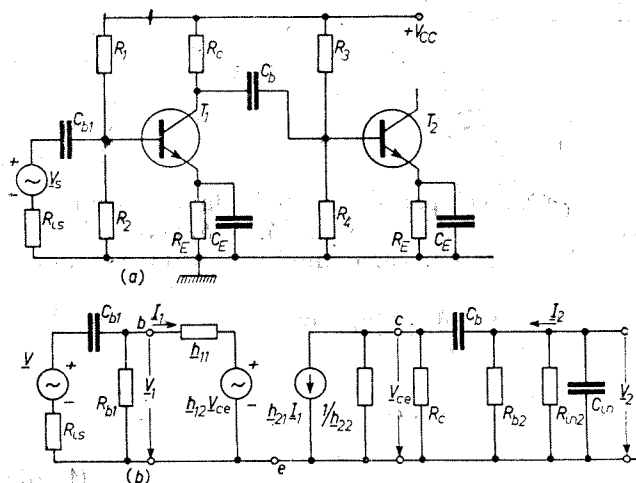


Fig. 14.12. Amplificator RC de semnal mic cu tranzistori bipolari în conexiune EC: a — schemă de principiu; b — schemă echivalentă generală.

coeficienții A_i, A_v și A_p ; acești coeficienți rămîn aproximativ constanți în domeniul frecvențelor medii și scad monoton în domeniul frecvențelor joase și înalte. În scopul evitării unor calcule relativ complicate, efectuăm analiza amplificatorului pe domenii de frecvență.

a) *Domeniul frecvențelor medii.* În acest domeniu, modelul liniar al tranzistorului conține parametrii h (mărimi reale independente de frecvență), $X_{cb} \approx 0$, deci capacitorii C_b sînt înlocuiți prin scurtcircuite, iar $X_{C_{in}} \gg R_{in2}$ și capacitatea C_{in} poate fi neglijată. Rezultă astfel schema echivalentă simplificată

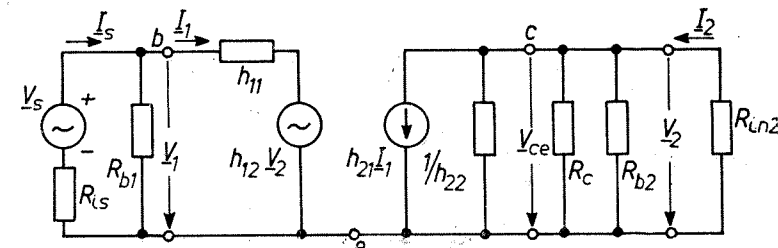


Fig. 14.13. Schemă echivalentă pentru domeniul frecvențelor medii.

din figura 14.13, unde $R_{b1} = R_1 \parallel R_2, R_{t2} = R_3 \parallel R_4$ iar R_{in2} este rezistența de intrare a etajului următor.

Coeficientul de amplificare în curent pentru domeniul frecvențelor medii se definește prin raportul $A_{i0} = I_2/I_1$ ($I_2 = I_{b2}$ este defazat cu π față de $I_1 = I_{b1}$); expresia curentului I_2 rezultă din relațiile

$$I_2 = V_2/R_{in2}, V_2 = -h_{21}I_1R_{\Sigma}, R_{\Sigma} = R_{in2} \parallel R_{b2} \parallel R_c \parallel (1/h_{22}), \quad (14.75)$$

deci

$$A_{i0} = I_2/I_1 = -h_{21}R_{\Sigma}/R_{in2}. \quad (14.76)$$

Avînd în vedere că $1/h_{22}$ este foarte mare în comparație cu R_c, R_{b2}, R_{in2} , se poate aproxima $R_{\Sigma} = R_{in2} \parallel R_{b2} \parallel R_c$. Cînd $R_{in2} \rightarrow 0$ rezultă $R_{\Sigma}/R_{in2} \rightarrow 1$ și coeficientul de amplificare în curent ia valoarea maximă $A_{i0} = -h_{21}$. Coeficientul compus de amplificare în curent este $K_i = I_2/I_s$, deci,

$$K_{i0} = \frac{R'_{is}}{R'_{is} + R_{in1}} A_{i0}, R'_{is} = R_{ts} \parallel R_{b1}, \quad (14.77)$$

unde R_{in1} este rezistența de intrare a etajului studiat, fiind determinat de expresia (13.64) în care R_c este înlocuit prin R_{Σ} .

Coeficientul de amplificare în tensiune se definește prin raportul $A_{v0} = V_2/V_1$; ținînd cont că $V_1 = I_1R_{in1}$ rezultă

$$A_{v0} = V_2/V_1 = -h_{21}R_{\Sigma}/R_{in1}; \quad (14.78)$$

coeficientul compus de amplificare în tensiune este

$$K_{v0} = \frac{V_2}{V_s} = \frac{R'_{in1}}{R'_{in1} + R_{ts}} A_{v0}; R'_{in1} = R_{in1} \parallel R_{b1}. \quad (14.79)$$

Coeficienții de amplificare în putere A_p și K_p sînt

$$A_p = A_{i0}A_{v0} = A_{i0}^2 R_{in2}/R_{in1}, \quad (14.80)$$

$$K_p = A_{v0}K_{i0} = A_{i0}A_{v0}R'_{is}/(R'_{is} + R_{in1}). \quad (14.81)$$

b) *Domeniul frecvențelor joase.* Schema echivalentă a amplificatorului pentru acest domeniu de frecvențe este reprezentată în figura 14.14 și se deosebește de schema utilizată la frecvențele medii numai prin luarea în considerare a capacitorilor C_b ; considerind pe I_1 și V_1 ca mărimi de intrare, pentru

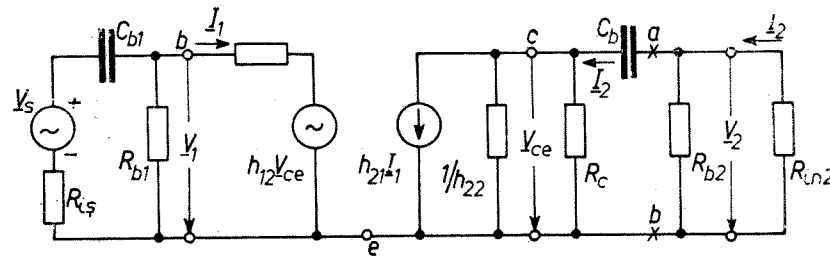


Fig. 14.14. Schema echivalentă pentru domeniul frecvențelor joase.

calcularea coeficienților A_{ij} , A_{vj} se ține seama numai de modificarea schemei echivalente pe partea de ieșire.

Prin definiție, $A_{ij} = I_2/I_1$, iar $I_2 = V_2/R_{in2}$; expresia lui V_2 se obține prin aplicarea teoremei Thévenin circuitului de ieșire, între punctele a, b . Ținând cont că $1/h_{22} \gg R_c$, pentru simplitate se neglijează admitanța h_{22} ; avem succesiv

$$V_{ab} = h_{21} I_1 R_c, \quad (14.82)$$

$$Z_{ab} = R_c + X_{Cb}, \quad (14.83)$$

$$I_2' = \frac{V_{ab}}{Z_{ab} + R_{b2} \parallel R_{in2}}, \quad (14.84)$$

$$V_2 = -I_2' R_{b2} \parallel R_{in2}, \quad (14.85)$$

$$I_2 = -I_2' R_{b2} \parallel R_{in2} / R_{in2}, \quad (14.86)$$

deci coeficientul de amplificare în curent este

$$A_{ij} = \frac{I_2}{I_1} = \frac{-h_{21} R_c}{R_c + X_{Cb} + R_{b2} \parallel R_{in2}} \frac{R_{b2} \parallel R_{in2}}{R_{in2}} = \frac{A_{i0}}{1 - j\omega C_b R_j}, \quad (14.87)$$

unde

$$R_j = R_c + R_{b2} \parallel R_{in2}, \quad (14.88)$$

iar A_{i0} are expresia (14.76). Notînd

$$f_1 = 1/2\pi C_b R_j, \quad (14.89)$$

relația (14.87) devine

$$A_{ij} = \frac{A_{i0}}{1 - jf_1/f}, \quad (14.90)$$

expresie similară cu (14.44). Modulul și faza lui A_{ij} sînt

$$A_{ij} = \frac{A_{i0}}{\sqrt{1 + (f_1/f)^2}}, \quad (14.91)$$

$$\varphi_T = \varphi_0 + \varphi = \pi + \arctg(f_1/f). \quad (14.92)$$

Coeficientul de amplificare în tensiune este definit de raportul $A_{vj} = V_2/V_1$; luînd pentru V_2 expresia (14.85) și $V_1 = I_1 R_{in1}$ rezultă

$$A_{vj} = \frac{V_2}{V_1} = \frac{-h_{21} I_1 R_c}{R_c + X_{Cb} + R_{in2} \parallel R_{b2}} \frac{R_{in2} \parallel R_{b2}}{I_1 R_{in1}} = \frac{R_{in2}}{R_{in1}} A_{ij} = \frac{A_{v0}}{1 - jf_1/f}, \quad (14.93)$$

unde A_{v0} și f_1 sînt date de relațiile (14.78), respectiv (14.89).

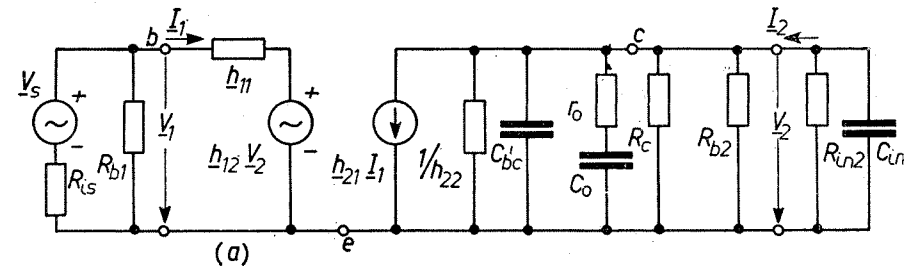


Fig. 14.15. Scheme echivalente pentru domeniul frecvențelor înalte: a - completă; b - simplificată.

c) *Domeniul frecvențelor înalte.* La frecvențe înalte trebuie luate în considerare toate elementele schemei echivalente din figura 14.12, b, exceptînd capacitățile de cuplaj C_{b1} și C_b ; rezultă schema echivalentă din figura 14.15, a.

Utilizarea parametrilor h pentru analiza amplificatorului în acest domeniu de frecvențe comportă unele dificultăți, deoarece intervin capacitățile de barieră și de difuzie ale joncțiunilor; parametrii h sînt mărimi complexe a căror valoare (modul) depinde de frecvență și nu pot fi determinate de pe caracteristicile statice. În acest caz este mai convenabil, fie să se exprime parametrii h în funcție de parametrii circuitului echivalent Giacoletto, fie să se utilizeze direct modelul Giacoletto.

Ținînd seama de circuitul echivalent Giacoletto (fig. 13.14) și de condițiile de determinare a parametrilor h în conexiune EC se obține [7] ($r_{b'e} \gg r_{b'e'}$, $C_{b'e} \ll C_{b'e'}$, $r_{b'e} C_{b'e} \gg r_{b'e'} C_{b'e'}$)

$$h_{11} = r_{bb'} + \frac{r_{b'e}}{1 + j\omega r_{b'e} C_{b'e}} = r_{bb'} + \frac{r_{b'e}}{1 + j\omega/\omega_\beta} \quad (14.94)$$

$$h_{21} = \frac{g_m r_{b'e}}{1 + j\omega r_{b'e} C_{b'e}} = \frac{h_{21}}{1 + j\omega/\omega_\beta} \quad (14.95)$$

$$h_{12} = \frac{r_{b'e}}{r_{b'e}} \frac{1 + j\omega r_{b'e} C_{b'e}}{1 + j\omega r_{b'e} C_{b'e}} = h_{12} \frac{1 + j\omega r_{b'e} C_{b'e}}{1 + j\omega r_{b'e} C_{b'e}}, \quad (14.96)$$

$$h_{22} = h_{22} + j\omega C_{b'e} + \frac{j\omega(g_m C_{b'e}/C_{b'e})}{j\omega + 1/r_{b'e} C_{b'e}}, \quad (14.97)$$

$$1/h_{22} = r_{ce} \parallel r_{b'e} \parallel (1/g_m h_{12}). \quad (14.98)$$

Admitanța h_{22} constă în general din 3 termeni: conductanța h_{22} , capacitatea $C_{b'e}$ și grupul serie format din $r_o = C_{b'e}/g_m C_{b'e}$ și $C_o = g_m r_{b'e} C_{b'e}$. Avînd în vedere că de regulă sînt satisfăcute inegalitățile $C_o \gg C_{b'e}$ și $C_o \gg C_{in}$, schema echivalentă a amplificatorului în domeniul frecvențelor înalte se simplifică ca în figura 14.15, b.

Pentru calculul coeficientului A_{it} determinăm mai întîi expresia curentului I_2 ; avem succesiv

$$V_2 = h_{21} I_1 (R_c \parallel R_{b2} \parallel R_{in2} \parallel Z_o \parallel 1/h_{22}), \quad Z_o = r_o + 1/j\omega C_o, \quad (14.99)$$

$$I_2 = \frac{-V_2}{R_{in2}} = \frac{-h_{21} I_1 R_\Sigma \parallel Z_o}{R_{in2}} = \frac{-h_{21} I_1 R_\Sigma \parallel Z_o}{(1 + j\omega/\omega_\beta) R_{in2}}. \quad (14.100)$$

Coeficientul de amplificare are expresia

$$A_{it} = \frac{I_2}{I_1} = \frac{-h_{21} R_\Sigma}{R_{in2}} \frac{Z_o}{(R_\Sigma + Z_o)(1 + j\omega/\omega_\beta)} = \frac{A_{i0}}{1 + j\omega C_o(r_o + R_\Sigma)}. \quad (14.101)$$

Notînd

$$f_2 = 1/2\pi C_o(R_\Sigma + r_o), \quad (14.102)$$

expresia lui A_{it} devine similară cu (14.19)

$$A_{it} = \frac{A_{i0}}{1 + jff_2} \quad (14.103)$$

avînd modulul și faza

$$A_{it} = \frac{A_{i0}}{\sqrt{1 + (ff_2)^2}}, \quad (14.104)$$

$$\varphi_T = \varphi_0 + \varphi = \pi - \arctg(f/f_2). \quad (14.105)$$

Coeficientul de amplificare în tensiune A_{vt} este

$$A_{vt} = \frac{V_2}{V_1} = \frac{V_2}{I_1 R_{in1}} = \frac{R_{in2}}{R_{in1}} A_{it} = \frac{A_{v0}}{1 + jff_2}, \quad (14.106)$$

unde A_{v0} și f_2 sînt date de relațiile (14.78), respectiv (14.102).

Observînd că expresiile coeficienților A_{i0} , A_{it} , A_{v0} , A_{vt} pentru amplificatorul cu tranzistori bipolari sînt similare cu A_{v0} , A_{vt} , A_{it} obținute pentru amplificatorul cu tranzistori TEC și tuburi electronice, caracteristicile normate de frecvență ale amplificatorului din figura 14.12, a vor avea, în general, aceeași formă ca cele reprezentate în figurile 14.8 și 14.9. Se recomandă utilizarea diagramelor Bode, deoarece atunci cînd se ia în considerație C_{in} și $C_{b'e}$, calculul lui A_{it} este foarte complicat și, în final, acest coeficient nu se poate pune sub forma (14.103).

XIV.5. AMPLIFICATORI CU MAI MULTE ETAJE

Coeficientul de amplificare al unui amplificator ce conține mai multe etaje este egal cu produsul coeficienților de amplificare corespunzători fiecărui etaj separat. În schimb, banda de trecere a amplificatorului global este mai mică decît banda de trecere a oricărui etaj component.

Considerăm spre exemplu un amplificator cu cuplaj RC avînd două etaje identice echipate cu tranzistori TEC MOS cu canal inițial de tip N (fig. 14.16, a). Ținînd seama de (14.25), coeficientul de amplificare global este

$$A_{vT} = (A_v)^2 = \frac{A_{v0}^2}{[1 + j(\omega\tau_d - 1/\omega\tau_g)]^2} \quad (14.107)$$

Dat fiind că în practică interesează în special comportarea amplificatorului la frecvențe înalte, ne referim la valoarea normată a coeficientului de amplificare pentru acest domeniu de frecvențe

$$M_{iT} = \frac{A_{vT}}{A_{v0}^2} = \frac{1}{(1 + jff_2)^2}. \quad (14.108)$$

Modulul și faza lui M_{iT} sînt

$$M_{iT} = \frac{1}{[1 + (ff_2)^2]^2} = \frac{1}{1 + (ff_2)^2}, \quad (14.109)$$

$$\varphi_{iT} = -2 \arctg(f/f_2) = 2\varphi_i. \quad (14.110)$$

În mod similar, pentru un amplificator cu 3 etaje avem

$$M_{iT} = \frac{1}{[1 + (ff_2)^2]^{3/2}}, \quad \varphi_{iT} = 3\varphi_i \quad (14.111)$$

și, în general, pentru un amplificator cu n etaje se obține

$$M_{iT} = \frac{1}{[1 + (ff_2)^2]^{n/2}}, \quad \varphi_{iT} = n\varphi_i. \quad (14.112)$$

Frecvența f_{2T} care definește limita superioară a benzii de trecere a amplificatorului la 3 dB atenuare rezultă din relația $M_{iT}(f = f_{2T}) = 1/\sqrt{2}$, adică

$$[1 + (f_{2T}/f_2)^2]^{n/2} = 2^{1/2} \quad (14.113)$$

sau

$$f_{2T} = f_2 \sqrt{2^{1/n} - 1}. \quad (14.113)$$

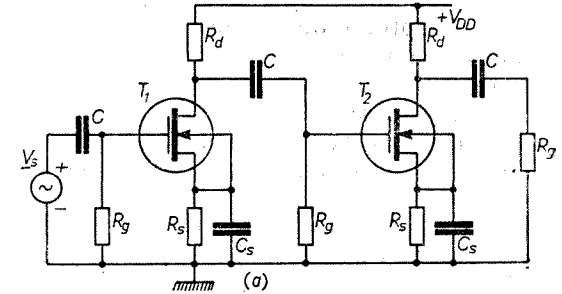


Fig. 14.16. Amplificator RC cu tranzistori TEC MOS, avînd două etaje: a - schema de principiu; b - caracteristici de frecvență în domeniul frecvențelor înalte.

Din ultima relație se observă că f_{2T} scade odată cu creșterea numărului de etaje: pentru $n = 1$, $f_{2T} = f_2$; pentru $n = 2$, $f_{2T} = 0,64 f_2$; pentru $n = 3$, $f_{2T} = 0,51 f_2$ etc. Exprimând pe M_{iT} în decibeli rezultă

$$M_{iTdB} = -10n \log[1 + (f/f_2)^2] = -10n \log(1 + x_2^2). \quad (14.114)$$

Comparând această relație cu (14.63) se constată că punctul de întâlnire al asimptotelor (orizontală și oblică) rămâne tot frecvența f_2 sau $x_2 = 1$, însă panta asimptotei oblice devine $-20n$ dB/decadă; această particularitate este arătată în figura 14.16, b.

Trebuie subliniat încă un aspect important al amplificatorilor cu mai multe etaje. Așa cum rezultă din (14.113), banda de trecere se micșorează odată cu creșterea lui n . Totuși, există cazuri când lărgirea benzii de trecere a unui amplificator se poate realiza prin mărirea numărului de etaje; acest lucru are loc atunci când coeficientul de amplificare global în domeniul frecvențelor medii este menținut constant, iar produsul amplificare \times bandă de trecere al fiecărui etaj este de asemenea constant.

Presupunem că este necesar să realizăm un amplificator având produsul amplificare \times bandă de trecere $P = A_{v0T} f_{2T} = 400$ MHz. Dacă amplificatorul este realizat cu un singur etaj având $A_{v0} = 400$, atunci banda de trecere este $B \simeq f_2 = 1$ MHz. Dacă amplificatorul este realizat cu două etaje, fiecare etaj va trebui să aibă coeficientul de amplificare A_{v0} egal cu 20; în acest caz, banda de trecere la 3 dB atenuare a fiecărui etaj va fi de 20 MHz, iar banda de trecere a întregului amplificator va fi $f_{2T} = 0,64 \cdot 20$ MHz = 12,8 MHz. S-ar părea că f_{2T} crește continuu odată cu creșterea numărului de etaje ale amplificatorului (menținând pe A_{v0T} constant); în practică s-a constatat (se poate arăta și teoretic) că f_{2T} ajunge la o valoare maximă când coeficientul de amplificare pe fiecare etaj este aproximativ egal cu e, apoi începe să scadă.

XIV.6. AMPLIFICATORI DE TENSIUNE CU CUPLAJ PRIN TRANSFORMATOR

Cuplajul prin transformator se utilizează relativ rar în amplificatorii de semnal mic datorită unor dezavantaje pe care le are față de cuplajul RC; transformatorul este o piesă de dimensiuni mari, grea, destul de costisitoare și prezintă caracteristici de frecvență mai slabe.

Există și cazuri unde se recomandă utilizarea transformatorului. De exemplu, atunci când dorim să obținem amplificări în tensiune sau curent de la etaje de amplificare care în mod normal nu realizează acest lucru; astfel se poate obține un coeficient de amplificare în tensiune supraunitar de la un repetor pe sursă sau un coeficient de amplificare în curent supraunitar de la un etaj amplificator echipat cu tranzistor bipolar în conexiune BC. De asemenea, folosind drept element de cuplaj un transformator cu priză mediană în secundar, se obțin la ieșire tensiuni defazate cu 180° necesare pentru a excita etajele în contratimp.

Două sînt motivele care au dus la folosirea transformatorului ca element de cuplaj: a) realizarea unei adaptări între o sarcină dată și dispozitivul electronic și b) puterea disipată de către componenta continuă a curentului de ieșire care circulă prin înfășurarea primară este foarte mică, practic neglijabilă. Din această cauză, cuplajul prin transformator se folosește în special la amplificatorii de putere, prin aceasta realizându-se o bună adaptare și un randament ridicat.

În figura 14.17, a este reprezentată schema unui amplificator echipat cu tranzistor TECJ la care sarcina R_L este cuplată prin intermediul transformatorului T_r . Pentru analiză, ne referim la schema echivalentă completă (fig. 14.17, b), unde transformatorul a fost înlocuit prin schema echivalentă redusă la primar din figura 9.19, a (a fost neglijată numai capacitatea C_{12}

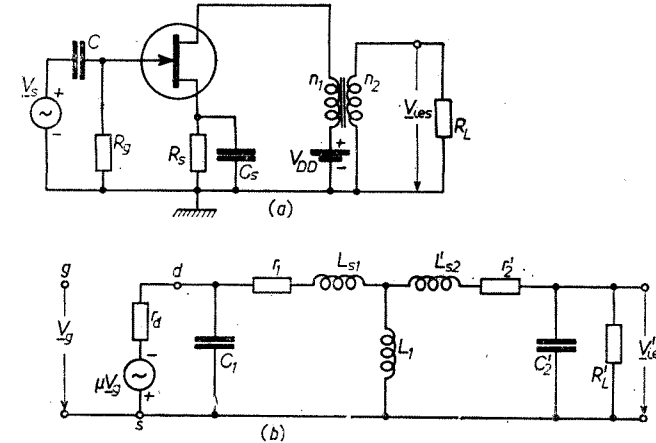


Fig. 14.17. Amplificator de semnal mic cu cuplaj prin transformator: a — schemă de principiu; b — schemă echivalentă completă.

dintre înfășurarea primară și cea secundară). Capacitatea C_1 include și capacitatea de ieșire a tranzistorului, iar C_2 include și capacitatea paralelă cu R_L ; semnificația elementelor din schema echivalentă a transformatorului este dată în paragraful IX.5.3.

În scopul evitării unor calcule laborioase efectuăm analiza pe domenii de frecvență.

a) *Domeniul frecvențelor medii.* Transformatorul este astfel construit încît amplificatorul să aibă domeniul frecvențelor medii suficient de larg; în acest domeniu se pot neglija toate elementele reactive din figura 14.17, b, rezultînd schema echivalentă din figura 14.18, a. Din această schemă rezultă

$$\underline{V}_{ies} = \frac{-\mu V_g R'_L}{r_a + r_1 + r'_2 + R'_L}, \quad (14.115)$$

$$\underline{A}_{v0} = \frac{\underline{V}_{ies}}{\underline{V}_g} = \frac{\underline{V}'_{ies}}{n \underline{V}_g} = \frac{-\mu n R'_L}{r_a + r_1 + r'_2 + R'_L}. \quad (14.116)$$

În general, rezistențele r_1 și r'_2 sînt foarte mici în raport cu r_a și R'_L . Trebuie observat că faza lui \underline{A}_{v0} poate fi 0 sau π ; acest lucru depinde de modul de conectare a înfășurărilor transformatorului.

b) *Domeniul frecvențelor joase.* În acest domeniu de frecvențe, de asemenea poate fi neglijată influența elementelor reactive, exceptînd pe L_1 : odată cu scăderea frecvenței, scade și reactanța bobinei L_1 , fapt ce atrage după sine micșorarea coeficientului de amplificare. Schema echivalentă a amplifica-

torului pentru domeniul frecvențelor joase este arătată în figura 14.18, b. Aplicând teorema lui Thévenin obținem succesiv

$$\underline{V}_{ab} = \frac{-\mu V_g j\omega L_1}{r_d + r_1 + j\omega L_1}, \quad (14.117)$$

$$\underline{Z}_{ab} = r'_2 + \frac{(r_d + r_1) j\omega L_1}{r_d + r_1 + j\omega L_1}, \quad (14.118)$$

$$\underline{I}_2 = \frac{\underline{V}_{ab}}{\underline{Z}_{ab} + R'_L}, \quad \underline{V}'_{ies} = \underline{I}_2 R'_L = \frac{-\mu V_g R'_L j\omega L_1}{(r_d + r_1 + j\omega L_1)(\underline{Z}_{ab} + R'_L)}, \quad (14.119)$$

iar coeficientul de amplificare are expresia

$$\underline{A}_{vj} = \frac{\underline{V}_{ies}}{\underline{V}_g} = \frac{\underline{V}'_{ies}}{n \underline{V}_g} = \frac{-\mu n R'_L j\omega L_1}{(r_d + r_1 + j\omega L_1)(\underline{Z}_{ab} + R'_L)}. \quad (14.120)$$

Procedînd ca în paragraful XIV.3.2, rezultă

$$\underline{A}_{vj} = \frac{\underline{A}_{v0}}{1 - j R_{jT}/\omega L_1} = \frac{\underline{A}_{v0}}{1 - j f_1/f}, \quad (14.121)$$

unde

$$f_1 = \frac{R_{jT}}{2\pi L_1}, \quad R_{jT} = \frac{(r_d + r_1)(r'_2 + R'_L)}{r_d + r_1 + r'_2 + R'_L}. \quad (14.122)$$

Se observă că pentru a obține o bună caracteristică de frecvență trebuie să avem transformatori cu L_1 suficient de mare, fapt ce se poate realiza în principal prin mărirea dimensiunilor miezului de fier (sau ferită).

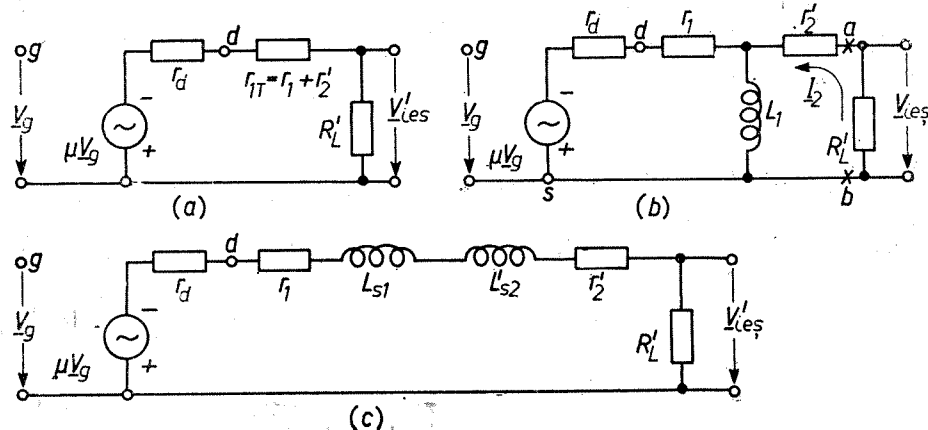


Fig. 14.18. Scheme echivalente pe domenii de frecvență: a - frecvențe medii; b - frecvențe joase; c - frecvențe înalte.

c) *Domeniul frecvențelor înalte.* În acest domeniu de frecvențe trebuie luate în considerație toate elementele reactive din figura 14.17, b, exceptînd L_1 ; drept urmare, pentru determinarea coeficientului de amplificare sînt necesare calcule complicate. Calculele se simplifică în mod esențial, dacă se neglijează capacitățile C_1 și C_2 ale căror reactanțe sînt relativ mari în raport cu r_d , respectiv R'_L ; rezultă astfel schema din figura 14.18, c.

Tensiunea de ieșire V'_{ies} și coeficientul de amplificare au expresiile

$$\underline{V}'_{ies} = \frac{-\mu V_g R'_L}{r_d + r_1 + r'_2 + R'_L + j\omega(L_{s1} + L'_{s2})}, \quad (14.123)$$

$$\underline{A}_{vi} = \frac{\underline{V}_{ies}}{\underline{V}_g} = \frac{\underline{V}'_{ies}}{n \underline{V}_g} = \frac{\underline{A}_{v0}}{1 + j\omega L_{sT}/R_{iT}} = \frac{\underline{A}_{v0}}{1 + jf/f_2}, \quad (14.124)$$

unde

$$f_2 = R_{iT}/2\pi L_s, \quad L_s = L_{s1} + L'_{s2}, \quad R_{iT} = r_d + r_1 + r'_2 + R'_L. \quad (14.125)$$

Cu cît inductanțele parazite de scăpări L_{s1} și L'_{s2} sînt mai mici, cu atît mai mare va fi frecvența ce limitează superior banda de trecere la 3 dB atenuare. Dacă R'_L este suficient de mare se ia în considerație și acțiunea capacității C_2 ; în acest caz, caracteristica de frecvență poate prezenta o ridicare în domeniul frecvențelor înalte [6, 22].

Dreaptă de sarcină. Cuplarea rezistorului de sarcină prin intermediul transformatorului prezintă unele particularități în trasarea dreptelor de sarcină în regim continuu (lent variabil în timp) și în regim alternativ.

În regim lent variabil, panta dreptei de sarcină este determinată de rezistorii r_1 și R_s din grupul de polarizare automată, deci $\alpha_0 = -\arctg 1/(r_1 + R_s)$. Dat fiind că r_1 și R_s au valori mici, dreapta de sarcină este aproape perpendiculară pe abscisă (fig. 14.19).

Considerăm acum regimul alternativ și ne fixăm în domeniul frecvențelor medii. Panta dreptei de sarcină este determinată de r_1 , r'_2 și R'_L , deci $\alpha_1 = -\arctg 1/(r_1 + r'_2 + R'_L)$; în majoritatea cazurilor, R'_L are o valoare mare în comparație cu r_1 și R_s , astfel dreapta de sarcină în regim alternativ (caracteristica dinamică de ieșire) are panta relativ mică, lucru arătat în figura 14.19.

Tot din această figură se pot face unele precizări cu privire la randament. Puterea consumată de la sursa de alimentare este proporțională cu aria dreptunghiului avînd laturile V_{DD} și I_{DQ} . Puterea utilă la ieșirea dispozitivului electronic este proporțională cu aria triunghiului ABQ ; randamentul este determinat de raportul dintre aceste două arii și are valori mult mai mari decît în cazul amplificatorului cu cuplaj RC.

De asemenea, trebuie avut în vedere că în alternanța pozitivă a tensiunii de drenă, tensiunea totală aplicată pe tranzistor este egală cu $v_{DM} = V_{DD} + V_{am}$; cum în mod obișnuit se ia $V_{am} \simeq V_{DD}$, rezultă $v_{DM} \simeq 2V_{DD}$; este necesar ca V_{DD} să fie astfel aleasă, încît $2V_{DD}$ să fie mai mică decît tensiunea de străpungere a tranzistorului.

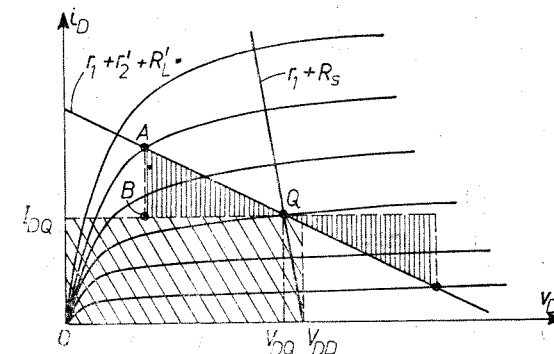


Fig. 14.19. Dreaptă de sarcină în curent continuu și în curent alternativ.

XIV.7. AMPLIFICATORI SELECTIVI DE ÎNALTĂ FRECVENȚĂ

Amplificatorii care funcționează într-o gamă foarte îngustă de frecvențe se numesc *amplificatori selectivi* sau *amplificatori trece bandă*; ei se caracterizează prin faptul că elementele de cuplaj sau sarcină conțin circuite selective. În radioelectronică foarte răspândiți sînt amplificatorii selectivi care au drept sarcină un circuit oscilant paralel (fig. 14.20, a).

Pentru calcularea coeficientului de amplificare se folosește schema echivalentă din figura 14.20, b; trecînd pe R_2 în stînga punctelor a, b și aplicînd teorema lui Thévenin se obține circuitul din figura 14.20, c, unde $V_0 = \mu R_2 V_g / (r_a + R_2) = A_{vg} V_g$ și $R_T = r_a \parallel R_2$. Coeficientul de amplificare este (în apropierea rezonanței)

$$A_v = \frac{V_{ies}}{V_g} = \frac{A_{vg} Z_e}{R_T + Z_e}, \quad (14.126)$$

unde $Z_e = Z_r / (1 + jb)$, iar $Z_r = Q_0^2 R_L$, $b = (X_L - X_C) / R_L$, $Q_0 = \omega_r L / R_L$. Ținînd seama de relațiile date în paragraful IX.3, din (14.126) rezultă

$$A_v = A_{vg} \frac{Z_r}{R_T + Z_r} \frac{1}{1 + jQ'\xi}, \quad (14.127)$$

unde $\xi = 2\Delta f / f_r$ este dezacordul relativ, iar $Q' = Q_0 R_T / (R_T + Z_r)$ este factorul de calitate efectiv al circuitului oscilant. Cu cît R_T este mai mic, cu atît Q' este mai mic, iar banda de trecere se va lărgi. Variația modului lui A_v în funcție de frecvență urmează curba de rezonanță a circuitului oscilant avînd factorul de calitate Q' .

În cazul tranzistorilor TEC și a pentodelor, $R_T \gg Z_r$ și $Q' \simeq Q_0$. În cazul tranzistorilor bipolari, R_T este relativ mic și $Q' < Q_0$; pentru înlăturarea

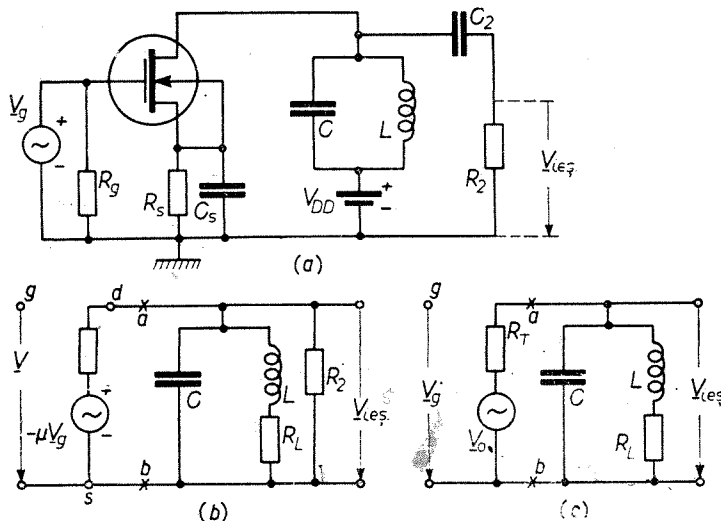


Fig. 14.20. Amplificator selectiv cu circuit oscilant paralel: a - schemă de principiu; b - schemă echivalentă; c - schemă echivalentă modificată prin aplicarea teoremei lui Thévenin.

acestui neajuns se utilizează circuite oscilante cu priză pe bobină sau pe capacitor (vezi fig. 9.10). Atunci cînd se cere o selectivitate ridicată (radio-receptoare de calitate superioară, radiotelefoane etc.), circuitele selective sînt constituite din două sau mai multe circuite cuplate.

Capitolul XV

REAȚIA NEGATIVĂ

XV.1. INTRODUCERE

Reacția negativă influențează puternic performanțele unui amplificator electronic. În general, prin *reacție* se înțelege aplicarea unei părți a semnalului de ieșire, numit semnal de reacție, din nou la intrarea amplificatorului. Dacă semnalul de reacție X_r și semnalul aplicat la intrare X_s sînt în fază, reacția se numește *pozitivă*, iar dacă X_r și X_s sînt în opoziție de fază, reacția se numește *negativă*. Reacția negativă (RN), care constituie subiectul acestui capitol, stabilizează coeficientul de amplificare, mărește banda de trecere, micșorează distorsiunile neliniare, schimbă în modul dorit impedanțele de intrare și ieșire. Toate aceste avantaje se obțin cu prețul micșorării coeficientului de amplificare în domeniul frecvențelor medii. Scăderea coeficientului de amplificare, precum și posibilitatea ca în anumite domenii de frecvență să existe o reacție pozitivă care poate duce la autooscilații constituie neajunsuri ale amplificatorilor cu RN.

În capitolul de față se prezintă următoarele probleme: conceptul de reacție, clasificarea tipurilor de reacție, influența RN asupra coeficientului de amplificare, benzii de trecere, distorsiunilor neliniare, impedanțelor de intrare și ieșire, exemple de scheme cu RN, stabilitatea sistemelor cu reacție.

Înainte de a trece la expunerea problemelor enunțate, este util de arătat că amplificatorii electronici cu RN constituie un caz particular de sistem cu *conexiune inversă* (feedback). În natură (ființe vii), tehnică și societate există categorii largi de sisteme cu conexiune inversă. Acestea se caracterizează prin aceea că la intrarea unui sistem dat, pe lîngă semnalul de intrare propriu-zis, se aplică și un semnal de reacție care vine de la ieșirea sistemului; informația adusă de semnalul de reacție influențează comportarea ulterioară a sistemului. Dăm câteva exemple de sisteme cu conexiune inversă: în natură, sistemul de menținere a temperaturii corpului la o valoare dată indiferent de variațiile temperaturii mediului ambiant; în societate, organismul de elaborare și realizare a planurilor economice la nivel de stat, întreprindere etc.; în tehnică, sistemele automate cu buclă închisă, sistemele de urmărire, sisteme de stabilizare a unor parametri etc.

XV.2. NOȚIUNI DE BAZĂ. CLASIFICĂRI

XV.2.1. Conceptul de reacție

În scopul definirii unor noțiuni de bază, considerăm schema bloc a unui amplificator cu reacție (fig. 15.1) care constă din: amplificatorul inițial avînd coeficientul de transfer A , rețeaua de reacție avînd coeficientul de transfer β

(nu trebuie confundat cu factorul de curent al tranzistorului bipolar în conexiune EC), mixatorul (sumatorul) M . Semnalul rezultat la ieșirea mixatorului este dat de suma algebrică a semnalelor \underline{X}_s și \underline{X}_r , unde \underline{X}_s reprezintă semnalul generatorului de intrare, iar \underline{X}_r reprezintă semnalul de reacție; aceste semnale, la fel ca și \underline{X}_{ies} , pot fi tensiuni sau curenți.

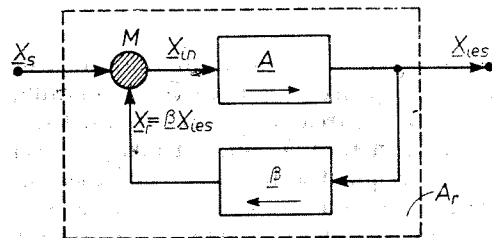


Fig. 15.1. Schema-bloc a amplificatorului cu RN.

rețea de reacție cu coef. de transfer β . Elementele încadrate în dreptunghiul cu linii întrerupte constituie amplificatorul cu reacție negativă. Prin definiție, coeficientul de amplificare (coeficientul de transfer) al acestui amplificator are expresia

$$A_r = \underline{X}_{ies} / \underline{X}_s \quad (15.1)$$

Ținând cont de relațiile evidente

$$\underline{X}_{in} = \underline{X}_s + \underline{X}_r, \quad \underline{X}_s = \underline{X}_{in} - \underline{X}_r, \quad \underline{X}_r = \beta \underline{X}_{ies}, \quad (15.2)$$

se obține

$$A_r = \frac{\underline{X}_{ies}}{\underline{X}_{in} - \beta \underline{X}_{ies}} = \frac{A}{1 - \beta A}, \quad (15.3)$$

unde $A = \underline{X}_{ies} / \underline{X}_{in}$ reprezintă coeficientul de amplificare al amplificatorului inițial, fără reacție.

Punem pe A și β sub forma

$$A = A e^{j\varphi_T} = A(\cos \varphi_T + j \sin \varphi_T), \quad (15.4)$$

$$\beta = \beta e^{j\varphi_\beta} = \beta(\cos \varphi_\beta + j \sin \varphi_\beta), \quad (15.5)$$

unde φ_T este defazajul total introdus de amplificator, iar φ_β este defazajul introdus de rețeaua de reacție. Pentru modulul lui A_r se obține expresia

$$A_r = \frac{A}{\sqrt{1 - 2\beta A \cos \varphi_\Sigma + \beta^2 A^2}}, \quad (15.6)$$

unde $\varphi_\Sigma = \varphi_T + \varphi_\beta$. În funcție de valoarea lui φ_Σ se disting două mari categorii de reacție.

1. **Reacție pozitivă (RP).** În acest caz, \underline{X}_s și \underline{X}_r sînt în fază și din relația (15.6) se obține

$$\varphi_\Sigma = \varphi_T + \varphi_\beta = 2n\pi, \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad A_r = A / (1 - \beta A), \quad (15.7)$$

adică defazajul total este zero, iar $A_r > A$.

2. **Reacție negativă (RN).** În acest caz, \underline{X}_s și \underline{X}_r sînt în opoziție de fază și din relația (15.6) rezultă

$$\varphi_\Sigma = \varphi_T + \varphi_\beta = (2n + 1)\pi, \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad A_r = A / (1 + \beta A), \quad (15.8)$$

adică defazajul total este egal cu π , iar $A_r < A$.

XV.2.2. TIPURI DE REACȚIE NEGATIVĂ

Există o mare varietate de amplificatori cu RN. Prezintă aici criteriile de clasificare și principalele tipuri de RN întâlnite în practică.

Pentru clasificare se folosesc în principal două criterii.

a) **Natura semnalului de reacție.** Conform acestui criteriu deosebim două tipuri de RN: 1) RN de tensiune, cînd semnalul de reacție este proporțional cu tensiunea de la ieșirea amplificatorului; 2) RN de curent, cînd semnalul de reacție este proporțional cu curentul de ieșire. Trebuie subliniat că atît în cazul RN de tensiune, cît și în cazul RN de curent, semnalul de reacție \underline{X}_r poate reprezenta fie o tensiune, fie un curent.

b) **Modul de culegere la ieșire și de aplicare la intrare a semnalului de reacție.** La ieșirea amplificatorului cu RN, semnalul de reacție se poate culege în paralel cu impedanța de sarcină Z_s sau în serie cu ea. La intrare, semnalul de reacție se poate aplica în serie cu generatorul de semnal sau în paralel cu el. Prin urmare, conform acestui criteriu distingem patru tipuri de RN: 1) serie-

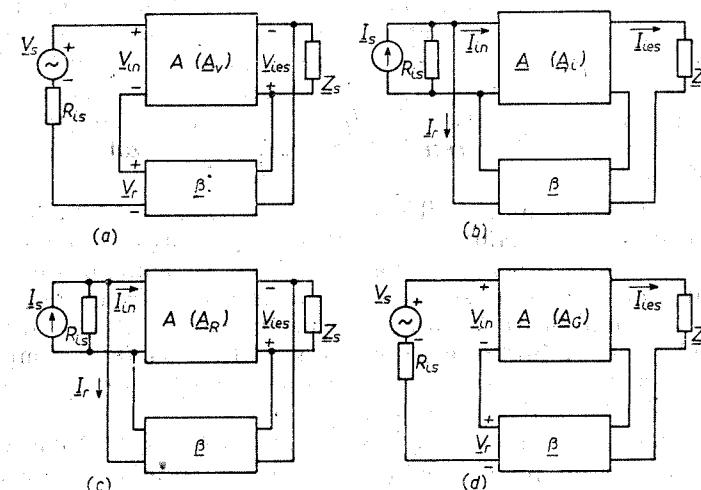


Fig. 15.2. Tipuri principale de amplificatori cu RN:

a — serie-paralel; b — paralel-serie; c — paralel-paralel; d — serie-serie.

paralel (s-p), prima literă se referă la intrare, a doua la ieșire; 2) paralel-serie (p-s); 3) paralel-paralel (p-p); 4) serie-serie (s-s).

În figura 15.2 sînt reprezentate sub formă de schemă bloc, tipurile principale de amplificatori cu RN.

Foarte răspândit în practică este amplificatorul cu RN de tipul *s-p* (fig. 15.2, a). Conexiunea paralel la ieșire reprezintă de fapt o *reacție de tensiune*, deoarece semnalul de reacție (tensiunea sau curent) este proporțional cu tensiunea de ieșire V_{ies} la bornele lui Z_s . Conexiunea serie la intrare impune ca semnalul de reacție să fie o tensiune, deoarece în acest caz, tensiunea de intrare va fi suma semnalelor V_s și V_r . Semnalele cu care se operează la intrarea și ieșirea amplificatorului sînt tensiuni, prin urmare amplificatorul inițial, fără RN, trebuie să fie un *amplificator de tensiune* caracterizat prin inegalitățile $Z_{ts} \ll Z_{in}$, $Z_s \gg Z_{ies}$ (generatorul de semnal se reprezintă sub forma unui generator echivalent de tensiune avînd t.e.m V_s și impedanța internă Z_{ts}); coeficientul de amplificare A are semnificația lui $A_v = V_{ies}/V_{in}$.

În cazul amplificatorului cu RN de tipul *p-s* (fig. 15.2, b) avem o *reacție de curent*, deoarece pentru conexiunea serie la ieșire, semnalul de reacție (tensiune sau curent) este proporțional cu curentul de ieșire I_{ies} care circulă prin Z_s . Pentru conexiunea paralel la intrare este mai potrivit ca generatorul de semnal să fie reprezentat sub forma unui generator echivalent de curent compus din generatorul ideal de curent I_s în paralel cu impedanța Z_{ts} ; în acest caz, semnalul de reacție trebuie să fie un curent, deoarece curentul de intrare I_{in} va fi suma curenților I_s și I_r . Semnalele cu care se operează la intrare și ieșire sînt curenți, prin urmare amplificatorul inițial, fără RN, trebuie să fie un *amplificator de curent* caracterizat prin inegalitățile $Z_{ts} \gg Z_{in}$, $Z_s \ll Z_{ies}$; coeficientul de amplificare A are semnificația lui $A_i = I_{ies}/I_{in}$.

În cazul amplificatorului cu RN de tipul *p-p* (fig. 15.2, c) avem o reacție de tensiune, deoarece semnalul de reacție este proporțional cu tensiunea de ieșire V_{ies} . Generatorul de semnal se reprezintă sub forma unui generator echivalent de curent, iar semnalul de reacție trebuie să fie un curent. Dat fiind că la ieșire se operează cu tensiuni, iar la intrare cu curenți, coeficientul de amplificare al amplificatorului inițial A are dimensiunile (semnificația) unei impedanțe, notîndu-se $A_R = V_{ies}/I_{in}$. Amplificatorul inițial se numește de obicei *amplificator de transrezistență* și este caracterizat prin inegalitățile $Z_{ts} \gg Z_{in}$, $Z_s \gg Z_{ies}$.

În cazul amplificatorului cu RN de tipul *s-s* (fig. 15.2, d) avem o reacție de curent, deoarece semnalul de reacție este proporțional cu curentul de ieșire. La intrare, atît generatorul de semnal, cît și semnalul de reacție sînt tensiuni. Dat fiind că la ieșire se operează cu curenți, iar la intrare cu tensiuni, coeficientul de amplificare al amplificatorului inițial A are dimensiunile (semnificația) unei admitanțe, notîndu-se $A_Y = I_{ies}/V_{in}$. Amplificatorul inițial este numit de obicei *amplificator de transconductanță* și este caracterizat prin inegalitățile $Z_{ts} \ll Z_{in}$, $Z_s \ll Z_{ies}$.

Trebuie subliniat că tipurile de RN arătate în figura 15.2 dau rezultatele cele mai bune privind îmbunătățirea performanțelor globale ale amplificatorului. Pot exista în practică și alte tipuri de RN care urmăresc influențarea, în special, numai a unui parametru al amplificatorului, neținînd seama de influența RN asupra altor parametri. Acest fapt poate fi ilustrat prin următorul exemplu. Adesea, în cazul amplificatorului de tensiune se utilizează o reacție de tensiune paralelă la intrare; prin aceasta se urmărește și se realizează stabilizarea tensiunii de ieșire, însă se alterează (în sensul micșorării) impedanța de intrare.

XV.3. INFLUENȚA RN ASUPRA COEFICIENTULUI DE AMPLIFICARE, BENZII DE TRECERE ȘI DISTORSIUNILOR NELINIARE

XV.3.1. Influența RN asupra coeficientului de amplificare

Considerăm un amplificator de tensiune echipat cu tranzistor TECMOS cu canal inițial de tip *N* în conexiune SC, care este prevăzut cu o reacție negativă de tensiune de tipul *s-p* (fig. 15.3, a). Tensiunea de reacție V_r se

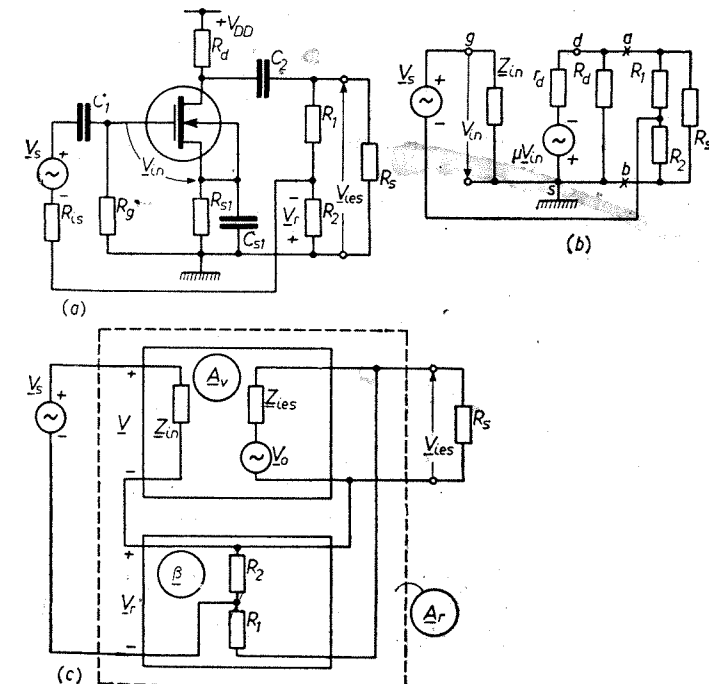


Fig. 15.3. Amplificator de semnal mic cu RN de tipul serie-paralel: a — schemă de principiu; b — schemă echivalentă; c — schemă echivalentă modificată.

culege la ieșire prin intermediul divizorului rezistiv R_1, R_2 și se aplică la intrare în serie cu generatorul de semnal. Ne putem convinge că reacția este negativă urmărind fazele semnalelor în diferitele puncte ale schemei; știind că în cazul conexiunii SC, tensiunea la ieșire este în fază opusă față de V_s , rezultă că în domeniul frecvențelor medii, V_s și V_r sînt defazate cu $\varphi_{\Sigma} = \varphi_T + \varphi_B = \pi$ ($\varphi_T = \pi$, iar $\varphi_B = 0$, deoarece rețeaua de reacție formată din rezistorii R_1 și R_2 nu introduce defazaje suplimentare).

Pentru analiza amplificatorului, ne referim la schema echivalentă din figura 15.3, b, la care facem următoarele precizări: se neglijează reacțiile capacitorilor de cuplaj și rezistența internă a generatorului de semnal; $Z_{in} = r_{gs} \parallel X_{C_{gs}}$ ($X_{C_{gs}} = 1/j\omega C_{gs}$) reprezintă impedanța de intrare a amplificatorului fără reacție; $R_{ts} \gg Z_{in}$; $R_1 + R_2 \gg R_s$; $R_2 \ll Z_{in}$; se neglijează capacitățile C_{gd} și C_{ds} .

În urma unor transformări topologice, schema din figura 15.3, *b* capătă forma arătată în figura 15.3, *c*, care este identică ca structură generală cu schema-bloc din figura 15.2, *a*. Au fost efectuate două transformări dintre care prima se referă la separarea rețelei de reacție. A doua se referă la circuitul de ieșire unde s-a făcut distincție între sarcina propriu-zisă R_s și amplificator. Pentru un consumator oarecare (difuzor, motor, intrarea unui alt amplificator) de rezistență R_s , amplificatorul reprezintă un generator echivalent de tensiune avînd t.e.m. V_0 și impedanța Z_{ies} care este tocmai impedanța de ieșire a amplificatorului văzută de la bornele de ieșire, cînd R_s este deconectat.

În general, atunci cînd trebuie calculată impedanța unui circuit văzută de la două puncte, toți generatorii independenți se înlocuiesc prin impedanțele lor interne; generatorii dependenți, care reprezintă efectul dispozitivului electronic asupra circuitului, rămîn conectați în continuare. Impedanța se determină prin aplicarea unui generator de tensiune la bornele în discuție; ea reprezintă raportul dintre tensiunea aplicată și curentul care circulă prin bornele respective.

În cazul schemei din figura 15.3, *b*, mărimile Z_{ies} și V_0 se obțin prin aplicarea teoremei lui Thévenin rețelei din stînga punctelor *a*, *b*. Rezultă

$$Z_{ies} = r_a \parallel R_a, \quad V_0 = A_{vg} V_{in}, \quad (15.9)$$

unde

$$A_{vg} = -\mu R_a / (r_a + R_a) \quad (15.10)$$

reprezintă coeficientul de amplificare cînd $R_s \rightarrow \infty$ și este numit adesea *coeficientul de amplificare (în tensiune) în gol*. Pentru explicarea denumirii de coeficient de amplificare în gol trebuie făcută precizarea că sarcina propriu-zisă, adică elementul extern care recepționează energie utilă de la amplificator, este R_s ; atunci cînd $R_s \rightarrow \infty$, se spune că amplificatorul merge în gol.

Dat fiind că în schema din figura 15.3, *c* s-a făcut precizarea că este o reacție negativă, se pot scrie expresiile coeficienților de amplificare operînd cu modulele (valorile eficace) tensiunilor. Limitîndu-ne deocamdată la domeniul frecvențelor medii avem (pentru ușurința scrierii se suprimă indicele v):

— coeficientul de amplificare al amplificatorului inițial

$$A_0 = V_{ies} / V_{in}; \quad (15.11)$$

— coeficientul de transfer al rețelei de reacție (coeficient de reacție)

$$\beta = V_r / V_{ies} = R_2 / (R_1 + R_2); \quad (15.12)$$

— tensiunea de intrare a amplificatorului inițial

$$V_{in} = V_s - V_r \text{ sau } V_s = V_{in} + V_r = V_{in}(1 + \beta A_0); \quad (15.13)$$

— coeficientul de amplificare al amplificatorului cu RN încadrat de dreptunghiul cu linii întrerupte este

$$A_{or} = \frac{V_{ies}}{V_s} = \frac{V_{ies}}{V_{in}(1 + \beta A_0)} = \frac{A_0}{1 + \beta A_0}, \quad (15.14)$$

expresie identică cu (15.8). Mărimea βA_0 se numește *factor de reacție* sau *rată de întoarcere*, iar mărimea $1 + \beta A_0$ se numește *diferență de întoarcere*, deoarece reprezintă diferența dintre semnalul efectiv aplicat V_s și semnalul care vine din nou la intrare.

Stabilizarea coeficientului de amplificare. Coeficientul de amplificare poate varia ca urmare a variațiilor de temperatură și tensiunilor de alimentare a modificărilor în timp ale parametrilor dispozitivelor electronice. Există o categorie largă de aparate electronice, în special instrumente de măsurare și control, la care coeficientul de amplificare trebuie să rămînă riguros constant. În acest scop se utilizează o RN profundă, care stabilizează coeficientul de amplificare. Presupunînd variații mici ale lui A_0 (sau în general ale lui A , vezi relația 15.8), diferențiala lui A_{or} este

$$dA_{or} = dA_0 / (1 + \beta A_0)^2, \quad (15.15)$$

de unde, prin împărțire cu A_{or} rezultă

$$\frac{dA_{or}}{A_{or}} = \frac{1}{1 + \beta A_0} \frac{dA_0}{A_0}. \quad (15.16)$$

Deci, variația relativă a coeficientului de amplificare în cazul amplificatorului cu RN este de $1 + \beta A_0$ ori mai mică decît variația relativă a coeficientului de amplificare al amplificatorului fără RN. În cazul amplificatorilor cu RN profundă, avînd $\beta A_0 \gg 1$, acțiunea de stabilizare rezultă direct din (15.14)

$$A_{or} \simeq \frac{1}{\beta} = \frac{R_1 + R_2}{R_2}; \quad (15.17)$$

A_{or} este foarte stabil, deoarece β este independent de variațiile parametrilor dispozitivelor electronice.

XV.3.2. Influența RN asupra benzii de trecere și a defazajului

În general, RN mărește banda de trecere a amplificatorului în același raport în care este micșorat coeficientul de amplificare. Ne referim pe rînd la domeniul frecvențelor joase și a celor înalte.

În domeniul frecvențelor joase, coeficientul de amplificare al amplificatorului cu RN are expresia

$$A_{jr} = \frac{A_j}{1 + \beta A_j}. \quad (15.18)$$

Avînd în vedere că este precizat caracterul reacției, a fost eliminat defazajul φ_0 și A_j are expresia

$$A_j = A_0 / (1 - j f_1 / f). \quad (15.19)$$

Introducînd în (15.18) rezultă

$$A_{jr} = \frac{A_{or}}{1 - j f_{1r} / f}, \quad (15.20)$$

unde

$$A_{or} = A_0 / (1 + \beta A_0), \quad (15.21)$$

$$f_{1r} = f_1 / (1 + \beta A_0). \quad (15.22)$$

Se observă că în cazul RN, frecvența ce definește limita inferioară a benzii de trecere la 3 dB atenuare este de $1 + \beta A_0$ ori mai mică decît în cazul amplificatorului fără RN.

În mod similar, pentru domeniul frecvențelor înalte avem

$$\underline{A}_{tr} = \frac{\underline{A}_t}{1 + \beta \underline{A}_t}, \quad (15.23)$$

$$\underline{A}_t = A_0 / (1 + jf/f_2), \quad (15.24)$$

$$\underline{A}_{tr} = \frac{A_{or}}{1 + jf/f_{2r}}, \quad (15.25)$$

unde

$$f_{2r} = f_2(1 + \beta A_0). \quad (15.26)$$

Se observă că în cazul RN, frecvența ce definește limita superioară a benzii de trecere la 3 dB atenuare este de $1 + \beta A_0$ ori mai mare decât în cazul amplificatorului fără RN.

Având în vedere că la amplificatorii de audiofrecvență și de bandă largă, $f_2 \gg f_1$, se poate scrie

$$B = f_2 - f_1 \simeq f_2, \quad B_r = f_{2r} - f_{1r} \simeq f_{2r}, \quad (15.27)$$

de unde rezultă că produsul amplificare \times bandă de trecere rămâne neschimbat prin aplicarea RN, deoarece

$$P = A_0 f_2 = A_{or} f_{2r}; \quad (15.28)$$

acest fapt este ilustrat în figura 15.4.

Referindu-ne la defazajul φ introdus de circuitele de cuplaj, se poate arăta că acesta este micșorat prin aplicarea RN. În cazul amplificatorului fără RN avem

$$\underline{A} = A_1 + jA_2, \quad \operatorname{tg} \varphi = A_2/A_1, \quad (15.29)$$

iar în cazul amplificatorului cu RN

$$\underline{A}_r = A_{1r} + jA_{2r}, \quad \operatorname{tg} \varphi_r = \frac{A_{2r}}{A_{1r}} = \frac{A_2}{A_1 + \beta A^2}. \quad (15.30)$$

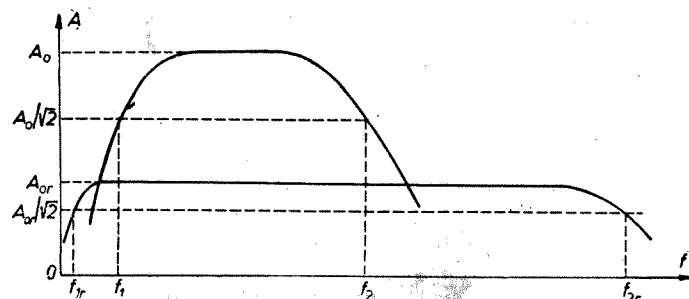


Fig. 15.4. Influența RN asupra benzii de trecere.

Observând că la defazaje mici este valabilă aproximația $A_1 \simeq A$, ultima relație devine

$$\operatorname{tg} \varphi_r = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{1 + \beta A}, \quad (15.31)$$

deci defazajul se micșorează de $1 + \beta A$ ori.

XV.3.3. Influența RN asupra distorsiunilor neliniare

Dacă în timpul funcționării amplificatorului, punctul de funcționare evoluează și în porțiunile neliniare ale caracteristicilor de ieșire (această situație survine în special la amplificatorii de putere), forma semnalului de ieșire diferă de cea a semnalului de intrare: se spune că amplificatorul prezintă distorsiuni neliniare. Aceste distorsiuni se caracterizează prin faptul că la ieșire apar armonici suplimentare față de cele conținute în semnalul de intrare; presupunând că la intrare se aplică un semnal sinusoidal pur având frecvența f , la ieșire se obține un semnal amplificat care, pe lângă frecvența fundamentală f , conține și armoniciile $2f$, $3f$, $4f$... Pentru simplitate, ne referim deocamdată numai la armonica a doua, a cărei amplitudine o notăm cu D_2 .

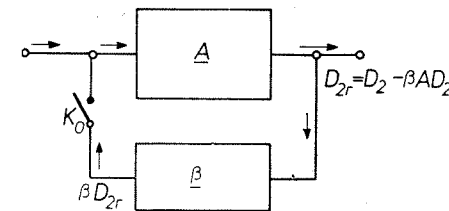


Fig. 15.5. Ilustrarea influenței RN asupra distorsiunilor neliniare.

Pentru a arăta influența RN asupra distorsiunilor neliniare, considerăm schema-bloc a amplificatorului cu RN (fig. 15.5). Presupunem că bucla de reacție este deschisă (comutatorul K_0 deschis); în acest caz, semnalul aplicat la intrare (tensiune sau curent) este amplificat și distorsionat și, pentru o valoare de ieșire specificată, armonica a doua are amplitudinea D_2 . Închizând bucla de reacție, amplitudinea armonicii a doua se micșorează devenind D_{2r} . Este evident că prin închiderea buclei de reacție negativă, coeficientul de amplificare se micșorează, fapt ce atrage după sine micșorarea semnalului de ieșire. Pentru evaluarea corectă a distorsiunilor neliniare este necesar să se mărească semnalul de intrare astfel ca, și în prezența RN, la ieșire, semnalul să aibă valoarea specificată inițial.

Prin urmare, D_{2r} are două componente: D_2 care apare în procesul normal de amplificare și $-\beta A D_{2r}$ care revine la ieșire prin intermediul buclei de reacție negativă

$$D_{2r} = D_2 - \beta A D_{2r}, \quad (15.32)$$

de unde

$$D_{2r} = D_2 / (1 + \beta A). \quad (15.33)$$

Distorsiunile neliniare se micșorează în același raport ca și coeficientul de amplificare.

În urma unor raționamente similare, pentru armoniciile $3f$, $4f$... se obțin expresii identice cu (15.33). Întrucât valoarea semnalului de ieșire este menținută constantă, armonica întâi rămâne neschimbată; avem

$$k_{fr} = k_f / (1 + \beta A), \quad (15.34)$$

deci RN micșorează coeficientul de distorsiuni neliniare de $1 + \beta A$ ori.

XV.4. INFLUENȚA RN ASUPRA IMPEDANȚELOR DE INTRARE ȘI IEȘIRE

XV.4.1. Influența RN asupra impedanței de intrare

Reacția negativă influențează puternic impedanța de intrare; modificările lui Z_{in} sunt dictate în principal de modul de conectare a semnalului de reacție la intrare și într-o măsură mai mică de tipul de reacție (tensiune sau curent). Pentru exemplificare considerăm două cazuri idealizate.

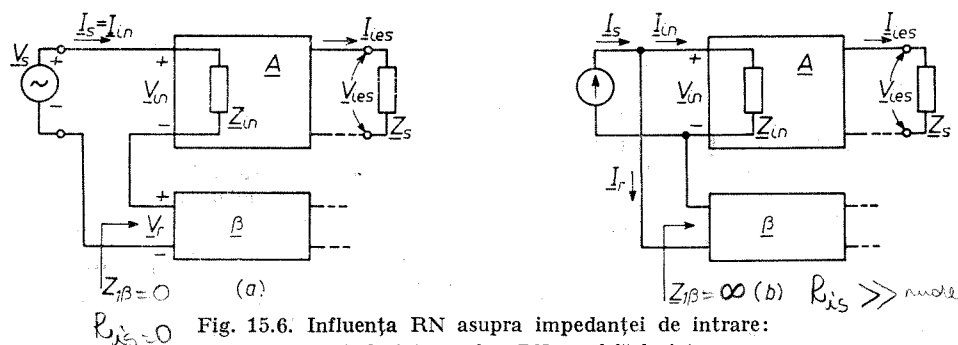


Fig. 15.6. Influența RN asupra impedanței de intrare:
a - RN serie la intrare; b - RN paralelă la intrare.

a) **RN serie la intrare** (fig. 15.6, a). Conexiunile pentru culegerea semnalului de reacție la ieșire nu sunt specificate, deoarece schema poate să reprezinte fie o reacție de tensiune, fie una de curent. Presupunând că rezistența internă a generatorului de semnal, precum și rezistența rețelei de reacție văzută de la bornele de intrare ale amplificatorului sunt foarte mici ($R_{is} = 0$, $Z_{1\beta} = 0$), se poate scrie

$$Z_{inrs} = \frac{V_s}{I_s} = \frac{V_s}{I_{in}} = \frac{V_{in} + V_r}{I_{in}}. \quad (15.35)$$

În cazul RN de tensiune, $V_r = \beta A V_{in}$ și (15.35) devine

$$Z_{inrs} = Z_{in}(1 + \beta A), \quad (15.36)$$

unde $Z_{in} = V_{in}/I_{in}$; deci impedanța de intrare a amplificatorului cu RN de tensiune serie la intrare este egală cu impedanța de intrare a amplificatorului fără reacție, înmulțită cu diferența de întoarcere.

În cazul RN de curent serie la intrare, Z_{inrs} are aceeași expresie, însă diferența de întoarcere își schimbă valoarea.

b) **RN paralelă la intrare** (fig. 15.6, b). În acest caz, generatorul de semnal se reprezintă sub forma unui generator echivalent de curent avînd R_{is} foarte mare; de asemenea, se presupune $Z_{1\beta} = \infty$. Impedanța de intrare are expresia

$$Z_{inrp} = \frac{V_s}{I_s} = \frac{V_s}{I_{in} + I_r}. \quad (15.37)$$

În cazul RN de curent, $I_r = \beta A I_{in}$ și (15.37) devine

$$Z_{inrp} = \frac{Z_{in}}{1 + \beta A}, \quad (15.38)$$

unde $Z_{in} = V_s/I_{in}$; deci impedanța de intrare a amplificatorului cu RN de curent paralelă la intrare este egală cu impedanța de intrare a amplificatorului fără reacție, împărțită cu diferența de întoarcere.

În cazul RN de tensiune, Z_{inrp} are aceeași expresie, însă se schimbă valoarea diferenței de întoarcere.

Uneori, în cazul RN paralelă la intrare este mai ușor să se calculeze admitanța de intrare; aceasta are expresia

$$Y_{inrp} = Y_{in}(1 + \beta A), \quad (15.39)$$

unde $Y_{in} = I_{in}/V_s$.

XV.4.2. Influența RN asupra impedanței de ieșire

Impedanța de ieșire a amplificatorului cu RN este puternic influențată de tipul de reacție (tensiune sau curent) și într-o măsură mai mică, de modul de culegere a semnalului de reacție la ieșire.

Pentru a evalua influența RN asupra lui Z_{ies} trebuie arătat că, față de sarcină, amplificatorul inițial poate fi reprezentat fie printr-un generator echivalent de tensiune (fig. 15.7, a), fie printr-un generator echivalent de curent (fig. 15.7, b). Modul de obținere a schemei cu generator echivalent de tensiune a fost descris în paragraful XV.3.1 (fig. 15.3, b, c). Schema cu generator echivalent de curent se obține prin aplicarea teoremei lui Norton rețelei din stînga punctelor a, b (fig. 15.3, b); A_{isc} reprezintă coeficientul de amplificare în curent, în condiții de scurtcircuit. Atît A_{vo} , cît și A_{isc} nu sînt influențate de impedanța de sarcină Z_s . În continuare se discută două cazuri idealizate.

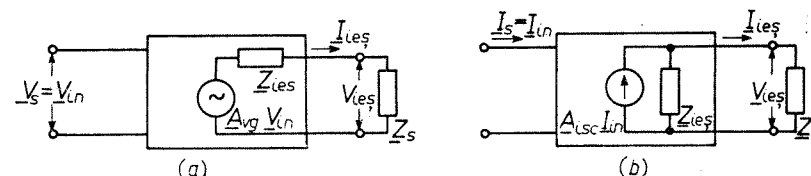


Fig. 15.7. Moduri de reprezentare a amplificatorului în raport cu sarcina:
a - generator echivalent de tensiune; b - generator echivalent de curent.

a) **RN de tensiune serie la intrare** (fig. 15.8, a). Presupunând că rețeaua de reacție este ideală ($Z_{1\beta} = 0$, $Z_{2\beta} = \infty$) rezultă $V_{in} = V_s - \beta V_{ies}$. Impedanța de ieșire a amplificatorului cu RN, văzută de la bornele de ieșire

a b cînd $Z_s = \infty$, poate fi calculată prin aplicarea teoremei lui Thévenin, anume

$$Z_{iesrv} = V_{ies, g} / I_{ies, sc} \quad (15.40)$$

unde $V_{ies, g}$ reprezintă tensiunea de ieșire în condiții de mers în gol ($Z_s = \infty$), iar $I_{ies, sc}$ reprezintă curentul de ieșire de scurtcircuit ($Z_s = 0$).

La mers în gol avem

$$V_{ies, g} = \frac{A_{vr} V_s}{1 + \beta A_{vg}}; \quad (15.41)$$

în condiții de scurtcircuit la ieșire, semnalul de reacție este zero, căci $V_{ies} = 0$, deci curentul de ieșire este

$$I_{ies, sc} = \frac{A_{vg} V_s}{Z_{ies}} \quad (15.42)$$

Introducînd ultimele două relații în (15.41) se obține

$$Z_{iesrv} = Z_{ies} / (1 + \beta A_{vg}), \quad (15.43)$$

adică impedanța de ieșire a amplificatorului cu RN de tensiune este egală cu impedanța de ieșire a amplificatorului fără reacție, împărțită cu diferența de întoarcere pentru regimul de mers în gol.

În cazul RN de tensiune paralelă la intrare, Z_{iesrv} are aceeași expresie, însă diferența de întoarcere își schimbă valoarea.

b) *RN de curent paralelă la intrare* (fig. 15.8, b). Presupunînd că rețeaua de reacție este ideală ($Z_{1\beta} = \infty$, $Z_{2\beta} = 0$) rezultă $I_{in} = I_s - \beta I_{ies}$, iar Z_{iesri} se determină tot după relația (15.40).

La mers în gol, semnalul de reacție este zero, deoarece $I_{ies} = 0$, iar tensiunea de ieșire este

$$V_{ies, g} = A_{isc} I_s Z_{ies}; \quad (15.44)$$

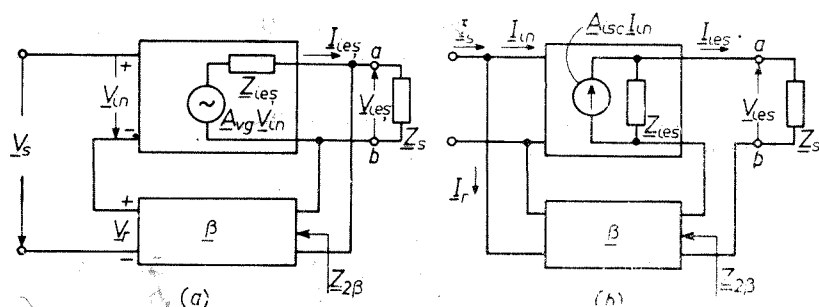


Fig. 15.8. Influența RN asupra impedanței de ieșire:
a - RN de tensiune; b - RN de curent.

curentul de ieșire în regim de scurtcircuit va fi

$$I_{ies, sc} = \frac{A_{isc} I_s}{1 + \beta A_{isc}} \quad (15.45)$$

Introducînd ultimele două relații în (15.40) se obține

$$Z_{iesri} = Z_{ies} (1 + \beta A_{isc}), \quad (15.46)$$

deci impedanța de ieșire a amplificatorului cu RN de curent este egală cu impedanța de ieșire a amplificatorului fără reacție, înmulțită cu diferența de întoarcere.

În cazul RN de curent serie la intrare, Z_{iesri} are aceeași expresie, dar diferența de întoarcere își schimbă valoarea.

Se observă că, în general, RN de tensiune micșorează impedanța de ieșire; amplificatorul tinde să devină un generator de tensiune constantă în raport cu sarcina, deci RN de tensiune stabilizează tensiunea de ieșire față de variațiile sarcinii. În schimb, RN de curent mărește impedanța de ieșire, astfel amplificatorul tinde să devină un generator de curent constant în raport cu sarcina; RN de curent stabilizează curentul de ieșire față de variațiile sarcinii.

XV.5. EXEMPLE DE SCHEME CU RN

Expresiile obținute în paragrafele precedente pentru A_r , B_r , k_{rr} , Z_{inr} , Z_{iesr} arată sensul de variație a mărimilor respective în cazul RN și permit o apreciere globală asupra performanțelor; expresiile respective au fost deduse pentru cazuri idealizate, prin urmare ele nu pot fi folosite direct pentru calculul coeficientului de amplificare, impedanțelor de intrare și ieșire, benzii de trecere etc., pentru amplificatori cu RN practici. În acest paragraf se prezintă câteva scheme de amplificatori cu RN larg răspîndiți în aplicațiile curente.

1) *Repetorul pe sursă* sau schemă cu drenă comună (fig. 15.9, a). Schema reprezintă un amplificator cu RN de tensiune totală ($\beta = 1$) serie la intrare; tranzistorul este de tipul TECJ cu canal de tip N. Reacția este de tensiune, deoarece semnalul de reacție este egal cu tensiunea de ieșire; reacția este serie la intrare, deoarece generatorul de semnal și tensiunea de reacție sînt conectate în serie cu impedanța de intrare (spațiul poartă-sursă); parcurgînd

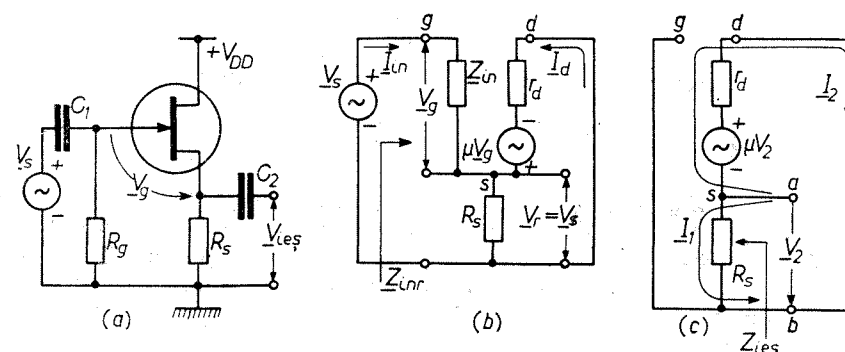


Fig. 15.9. Repetorul pe sursă (conexiune DC):
a - schemă de principiu; b - schemă echivalentă; c - determinarea impedanței de ieșire.

circuitul de intrare, tensiunile V_s și $V_r = V_{ies}$ sînt în opoziție de fază, deci reacția este negativă.

Schema echivalentă a amplificatorului la frecvențe medii este reprezentată în figura 15.9, b; tensiunea care acționează între poartă și sursă

(care comandă efectiv tranzistorul) este $V_g = V_s - V_{ies}$. Considerînd că Z_{in} are o valoare foarte mare ($I_{in} \simeq 0$), se pot scrie relațiile

$$V_g = V_s - I_a R_s \quad (15.47)$$

$$\mu V_g = \mu V_s - \mu I_a R_s = I_a (r_a + R_s) \quad (15.48)$$

de unde

$$I_a = \mu V_s / [r_a + (\mu + 1) R_s], \quad (15.49)$$

$$V_{ies} = I_a R_s = \mu R_s V_s / [r_a + (\mu + 1) R_s]. \quad (15.50)$$

Coeficientul de amplificarea în tensiune este

$$A_{vr} = \frac{V_{ies}}{V_s} = \frac{\mu R_s}{r_a + (\mu + 1) R_s}. \quad (15.51)$$

Ultima relație poate fi pusă sub forma

$$A_{vr} = A_v / (1 + \beta A_v), \quad (15.52)$$

unde $A_v = \mu R_s / (r_a + R_s)$ și $\beta = 1$. Uneori, (15.51) se pune sub forma

$$A_{vr} = \mu_r R_s / (r_{ar} + R_s), \quad (15.53)$$

în care s-a notat $\mu_r = \mu / (\mu + 1)$, $r_{ar} = r_a / (\mu + 1)$.

Impedanța de intrare se determină ca raportul dintre tensiunea aplicată la bornele de intrare și curentul care circulă prin aceste borne

$$Z_{inr} = V_s / I_{in}. \quad (15.54)$$

Acest raport poate fi dedus din ecuațiile

$$I_{in} (Z_{in} + R_s) + I_a R_s = V_s,$$

$$I_{in} R_s + I_a [r_a + (\mu + 1) R_s] = \mu V_s, \quad (15.55)$$

$$I_{in} = \frac{V_s (r_a + R_s)}{\Delta}, \quad (15.56)$$

unde Δ este determinantul sistemului (15.55); rezultă

$$Z_{inr} = \frac{\Delta}{r_a + R_s} = Z_{in} \left(1 + \frac{\mu R_s}{r_a + R_s} \right) + \frac{R_s (r_a + \mu R_s)}{r_a + R_s}. \quad (15.57)$$

Se constată că Z_{inr} conține doi termeni dintre care primul este identic cu membrul drept al relației (15.36); în general, impedanța de intrare a repetorului pe sursă este mult mai mare decât a unui amplificator fără RN.

Pentru calculul impedanței de ieșire ne referim la figura 15.9, c; conform specificațiilor făcute în paragraful XV.3.1, $V_g = -V_2$ ($V_s = 0$), deci

$$I_1 = V_2 / R_s, \quad (15.58)$$

$$I_2 = V_2 \left(\frac{\mu + 1}{r_a} \right), \quad (15.59)$$

iar impedanța de ieșire este

$$Z_{iesr} = \frac{V_2}{I_1 + I_2} = \left[\frac{(\mu + 1)}{r_a} + \frac{1}{R_s} \right]^{-1} \quad (15.60)$$

Această impedanță are valori mici; luînd de exemplu, $g_m = 5 \text{ mA/V}$ și $R_s = 2 \text{ k}\Omega$, rezultă $Z_{ies} = 190 \Omega$.

În concluzie, se observă că etajul repetor pe sursă are coeficientul de amplificarea în tensiune subunitar, impedanța de intrare mare și impedanța de ieșire mică; datorită faptului că $Z_{inr} \gg Z_{iesr}$, coeficientul de amplificarea în putere are valori foarte mari. Se utilizează ca adaptor de impedanțe și ca etaj separator (elimină influența etajului în aval asupra etajului în amonte). Adaptarea de impedanțe este necesară atunci cînd generatorul de semnal aplicat la intrare are o putere foarte mică, iar rezistența de sarcină conectată la ieșire este de asemenea mică, avînd un consum ridicat. Ade-sea, repetorului pe sursă se utilizează și ca etaj final, mai ales cînd sarcina constă dintr-un instrument de măsurare sau cablu coaxial; rezistența caracteristică a cabloanelor coaxiale și a liniilor de transmisie bifilară are valori cuprinse între $50 \div 300 \Omega$.

În cazul cînd este necesar ca R_s să aibă valori relativ mari este posibil ca tensiunea continuă la bornele lui R_s să fie mult mai mare decât tensiunea de polarizare a tranzistorului, fapt ce duce la perturbarea regimului normal de funcționare și la distorsionarea semnalului de ieșire. Pentru a evita acest inconvenient se utilizează schema din figura 15.10, unde grupul $R_1 C_1$ asigură polarizarea necesară, iar R_s constituie rezistorul de sarcină.

Dacă în locul tranzistorului cu efect de câmp se utilizează un tub electronic, schema poartă denumirea de *repetor catodic* și are, în general, aceleași proprietăți ca repetorul pe sursă.

2) *Repetorul pe emitor* sau schemă cu colector comun (fig. 15.11, a). Schema reprezintă un amplificator cu RN de tensiune totală serie la intrare. Pentru analiza ei, ne referim la schema echivalentă din figura 15.11, b pentru care $R_b \gg h_{11c}$ și $X_c = 0$ și ținem seama de relațiile și considerentele expuse în paragraful XII.3.3, precum și de tabelele XIII.1 și XIII.2.

Coeficienții de amplificarea și impedanțele de intrare și ieșire au expresiile

$$A_{vr} = \frac{1 + h_{21c}}{\Delta h_c + h_{11c} R_E}, \quad (15.61)$$

$$A_{ir} = \frac{-(1 + h_{21c})}{1 + h_{22c} R_E}, \quad (15.62)$$

$$Z_{inr} = h_{11c} + \frac{(1 + h_{21c})(1 - h_{12c}) R_E}{1 + h_{22c} R_E}, \quad (15.63)$$

$$Z_{iesr} = \frac{h_{11c} + R_{ts}}{\Delta h_c + h_{22c} R_{ts}}. \quad (15.64)$$

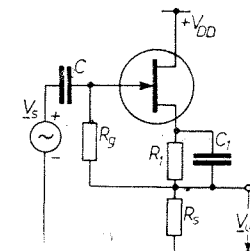


Fig. 15.10. Repetor pe sursă cu grup de polarizare automată separat de sarcină.

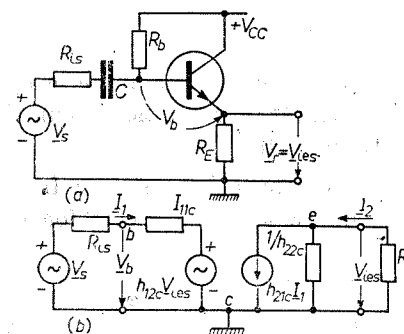


Fig. 15.11. Repetorul pe emitor (conexiune CC):

a - schemă de principiu; b - schemă echivalentă.

Pentru a aprecia performanțele repetorului pe emitor, considerăm un tranzistor mediu avind parametri: $h_{11b} = 49 \Omega$, $h_{12b} = 3,6 \cdot 10^{-4}$, $h_{21b} = -0,983$, $h_{22b} = 2,5 \cdot 10^{-7} S$; luind $R_{is} = 200 \Omega$, $R_E = 10 k\Omega$, rezultă: $A_{vr} = 0,968$, $A_{tr} = -55$, $Z_{inr} = 85 k\Omega$, $Z_{iesr} = 52 \Omega$. Făcînd o comparație cu schema uzuală EC, se observă că repetorul pe emitor are o impedanță de intrare relativ mare, iar impedanța de ieșire este foarte mică, deci poate servi ca adaptor de impedanțe; coeficientul de amplificare în tensiune este subunitar, iar coeficientul de amplificare în curent este aproximativ egal cu cel de la schema EC.

Se impune următoarea remarcă cu privire la schemele repetor pe sursă și repetor pe emitor. Există cazuri cînd sarcina propriu-zisă, pe care o notăm aici cu R_L , diferă de R_s și R_E , fiind conectată la ieșirea amplificatorului prin intermediul unui capacitor; în aceste cazuri, în relațiile obținute (exceptînd Z_{iesr}), R_s se înlocuiește prin $R'_s = R_s \parallel R_L$, iar R_E se înlocuiește prin $R'_E = R_E \parallel R_L$.

3) *Amplificator cu RN de curent* (fig. 15.12, a). Schema este echipată cu un tranzistor TECMOS cu canal inițial de tip *N*. Dacă rezistorul de polarizare a tranzistorului nu este șuntat de un capacitor se obține o RN de curent serie la intrare. Într-adevăr, tensiunea V_r (componenta alternativă) la bornele

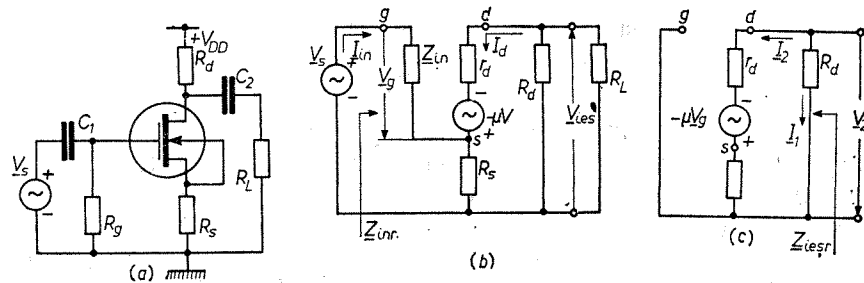


Fig. 15.12. Amplificator cu RN de curent:

a — schemă de principiu; b — schemă echivalentă pentru domeniul frecvențelor medii; c — determinarea impedanței de ieșire.

lui R_s este proporțională cu curentul de ieșire și este conectată în serie cu generatorul de semnal (față de spațiul poartă-sursă); parcurgînd circuitul de intrare, se observă că V_s și V_r sînt în opoziție de fază.

Pentru analiza amplificatorului, ne referim la schema echivalentă la frecvențe medii (fig. 15.12, b). Considerînd că impedanța de intrare este foarte mare, se pot scrie relațiile

$$V_g = V_s - V_r = V_s - I_d R_s, \quad (15.65)$$

$$\mu V_g = \mu V_s - \mu I_d R_s = I_d (r_d + R_s + R'_d), \quad (15.66)$$

unde s-a notat $R'_d = R_d \parallel R_L$. Curentul I_d și tensiunea de ieșire au expresiile

$$I_d = \frac{\mu V_s}{r_d + R'_d + (\mu + 1)R_s}, \quad (15.67)$$

$$V_{ies} = -I_d R'_d = \frac{-\mu R'_d V_s}{r_d + R'_d + (\mu + 1)R_s}. \quad (15.68)$$

Coeficientul de amplificare are expresia

$$A_{vr} = \frac{V_{ies}}{V_s} = \frac{-\mu R'_d}{r_d + R'_d + (\mu + 1)R_s}, \quad (15.69)$$

care poate fi pusă sub forma

$$A_{vr} = A_v / (1 + \beta A_v), \quad (15.70)$$

unde

$$A_v = -\mu R'_d / (r_d + R'_d + R_s), \quad \beta = R_s / R'_d. \quad (15.71)$$

Pentru calculul impedanței de intrare se procedează identic ca la repetorul pe sursă; din figura 15.12, b rezultă ecuațiile

$$\begin{aligned} I_{in}(Z_{in} + R_s) + I_d R_s &= V_s, \\ I_{in} R_s + I_d [r_d + R'_d + (\mu + 1)R_s] &= \mu V_s, \end{aligned} \quad (15.72)$$

de unde

$$I_{in} = \frac{V_s (r_d + R'_d + R_s)}{\Delta} \quad (15.73)$$

(Δ este determinantul sistemului 15.72). Impedanța de intrare este

$$Z_{inr} = Z_{in} \left(1 + \frac{\mu R_s}{r_d + R'_d + R_s} \right) + \frac{R_s (r_d + R'_d + \mu R_s)}{r_d + R'_d + R_s}. \quad (15.74)$$

Pentru calculul impedanței de ieșire, ne referim la figura 15.12, c în care s-a considerat $Z_{in} = \infty$, $R_L = \infty$ și $V_g = -I_2 R_s$ ($V_s = 0$); sînt evidente relațiile

$$I_1 = V_2 / R_d, \quad (15.75)$$

$$I_2 = V_2 / [r_d + (\mu + 1)R_s], \quad (15.76)$$

iar impedanța de ieșire are expresia

$$Z_{iesr} = \frac{V_2}{I_1 + I_2} = \left[\frac{1}{R_d} + \frac{1}{r_d + (\mu + 1)R_s} \right]^{-1}. \quad (15.77)$$

Se observă că în cazul $R_s = 0$, $Z_{iesr} = Z_{ies}$; pentru $R_s \neq 0$, $Z_{iesr} > Z_{ies}$.

4) *Amplificator cu RN de tensiune paralelă la intrare* (fig. 15.13). Amplificatorul este echipat cu un tranzistor TECMOS cu canal inițial, avînd o impedanță de intrare de valoare ridicată ($r_{gs} \approx 10^{14} \Omega$). Reacția este de tensiune, deoarece rețeaua de reacție formată din C_r , R_r și R_g este conectată în paralel cu

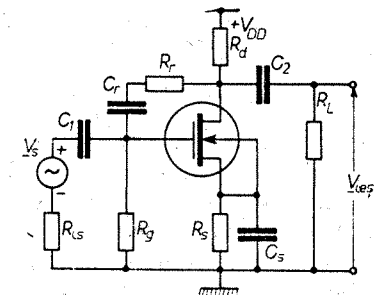


Fig. 15.13. Amplificator cu RN de tensiune paralelă la intrare.

tensiunea de ieșire; reacția este negativă dat fiind că tensiunea de ieșire este în fază opusă față de tensiunea V_s aplicată la intrare. Capacitorul C_r a fost introdus numai pentru separarea componentelor continue; pentru componenta de semnal, reactanța sa este neglijabilă, $X_{Cr} \approx 0$. Prin urmare, valoarea semnalului de reacție este determinată de divizorul rezistiv R_r și $R'_g = R_g \parallel R_{is}$ (în general, $R_r + R'_g \gg R_d \parallel R_L$), anume

$$\underline{V}_r = \frac{R'_g}{R_r + R'_g} \underline{V}_{ies}; \quad (15.78)$$

deci pentru a realiza o RN eficientă este necesar ca R_{is} să fie esențial diferită de zero. Din (15.78) rezultă $\beta = R'_g / (R_r + R'_g)$, iar coeficientul de amplificare al amplificatorului fără reacție se determină relativ ușor; fiind cunoscute mărimile \underline{A}_v și β , se pot evalua în mod aproximativ toți parametrii amplificatorului cu RN: \underline{A}_{vr} , B_r , \underline{Z}_{inr} , \underline{Z}_{iesr} , D_{2r} .

Această schemă se utilizează pentru reducerea distorsiunilor neliniare și stabilizarea tensiunii de ieșire și eventual, lărgirea benzii de trecere; impedanța de intrare se micșorează, fapt ce poate constitui un neajuns în unele aplicații.

5) *Amplificator cu RN de tensiune echipat cu tranzistor bipolar* (fig. 15.14, a). Deși, ca mod de conectare, schema din figura 15.14, a este asemănătoare cu cea din figura 15.13, datorită faptului că se utilizează un tranzistor bipolar,

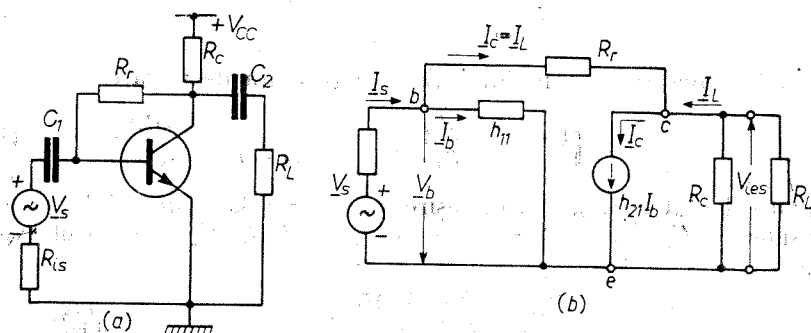


Fig. 15.14. Amplificator cu RN de tensiune cu tranzistor bipolar: a - schemă de principiu; b - schemă echivalentă pentru frecvențe medii.

ea prezintă o serie de particularități. Sînt influențate în principal impedanța de intrare și coeficientul de amplificare. De acest lucru ne putem convinge în urma unei analize simplificate utilizînd schema echivalentă pentru frecvențe medii din figura 15.14, b, în care s-a neglijat $h_{12} \underline{V}_{ies}$ și h_{22} ($h_{12} \ll 1$, $1/h_{22} \gg R_c$). Curentul care circulă prin R_r este

$$\underline{I}_c - \underline{I}_L = (\underline{V}_b + \underline{V}_{ies}) / R_r; \quad (15.79)$$

curenții \underline{I}_c și \underline{I}_L se determină din relațiile

$$\underline{I}_c = h_{21} \underline{I}_b = h_{21} \underline{V}_b / h_{11}, \quad \underline{I}_L = \underline{V}_{ies} / R_c \parallel R_L = \underline{V}_{ies} / R'_c \quad (15.80)$$

care introduse în (15.79) permit scrierea egalității

$$\left(\frac{h_{21}}{h_{11}} - \frac{1}{R_r} \right) \underline{V}_b = \left(\frac{1}{R_r} + \frac{1}{R'_c} \right) \underline{V}_{ies}; \quad (15.81)$$

din această egalitate se poate determina coeficientul de amplificare în tensiune

$$\underline{A}_{vr} = \frac{\underline{V}_{ies}}{\underline{V}_b} = \frac{R_r - h_{11}/h_{21}}{R_r + R'_c} \frac{h_{21} R'_c}{h_{11}} \approx \frac{R_r}{R_r + R'_c} \frac{h_{21} R'_c}{h_{11}}. \quad (15.82)$$

Ultima relație arată că în cazul schemei din figura 15.14, a, coeficientul de amplificare în tensiune este slab influențat de RN; acest fapt este confirmat și de rezultatele experimentale. În schimb, impedanța de intrare este esențial micșorată prin aplicarea RN. Făcînd raportul dintre \underline{V}_b și curentul care circulă prin R_r se obține

$$\frac{\underline{V}_b}{\underline{I}_c - \underline{I}_L} = \frac{R_r}{-\underline{A}_{vr}} = R_1, \quad (15.83)$$

deci, privit de la bornele de intrare, rezistorul R_r apare micșorat de $1 + \beta \underline{A}_{vr}$ ori. Atunci cînd se calculează impedanța de intrare, rezistorul R_1 se consideră conectat în paralel cu h_{11} .

Trebuie subliniat că prin conectarea rezistorului R_r , între colectorul și baza tranzistorului are loc o RN și pentru componenta continuă, fapt ce duce la stabilizarea termică a punctului static de funcționare.

6) *Amplificator cu RN constituit din două etaje* (fig. 15.15). Dacă amplificatorul are două etaje, reacția negativă nu se poate realiza prin simpla conectare a unei rețele de reacție (constituită din elemente pasive de circuit) între ieșire și intrare; pentru conexiunea SC, semnalul la ieșirea tranzistorului T_2 este în fază cu semnalul aplicat pe poarta tranzistorului T_1 . Una din metodele larg răspîndite este aceea de a aplica semnalul de reacție pe rezistorul suplimentar R_r introdus în circuitul de sursă, în serie cu grupul de polarizare automată. Trebuie precizat că, de fapt, aici avem o RN combinată: a) RN

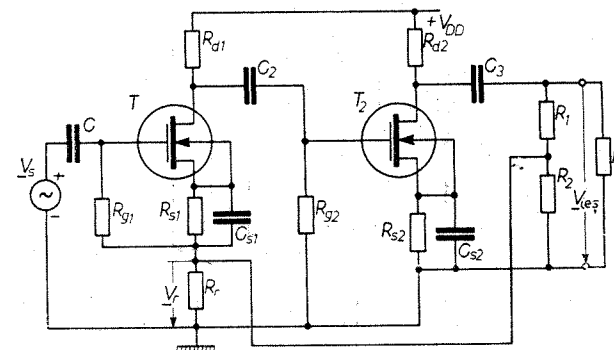


Fig. 15.15. Amplificator cu RN avînd două etaje.

de curent care cuprinde numai primul etaj; b) RN de tensiune care cuprinde ambele etaje. Cele două tensiuni de reacție se însumează pe R_r și sînt în fază opusă cu \underline{V}_s . Valorile elementelor se aleg astfel încît predominantă să fie RN de tensiune, globală.

XV.6. STABILITATEA AMPLIFICATORILOR CU RN

XV.6.1. Procesele fizice

Circuitele de cuplaj între etajele unui amplificator conțin de obicei elemente reactive (capacitori sau bobine de inductanță), prin urmare între semnalul de ieșire și cel de intrare apar defazaje suplimentare față de cele introduse de dispozitivele electronice. Datorită acestor defazaje suplimentare este posibil ca într-un amplificator prevăzut cu o *reacție negativă* în domeniul frecvențelor medii să apară instabilități la anumite frecvențe, ca urmare a faptului că în domeniul frecvențelor joase sau înalte, reacția poate deveni pozitivă.

Considerăm de exemplu un amplificator cu trei etaje identice având o RN de tensiune serie la intrare (fig. 15.16, a). Pentru o anumită frecvență f_p puțin mai mare decât frecvența ce limitează superior banda de trecere a fiecărui etaj, defazajul total introdus de rețelele de cuplaj poate deveni egal cu $\varphi_{IT} = 180^\circ$. Este evident că pentru frecvența $f = f_p$, reacția devine pozitivă, deoarece defazajul total între semnalul de reacție și cel aplicat la intrare devine egal cu un multiplu de 2π , anume $\varphi_\Sigma = \varphi_{0T} + \varphi_{IT} = 3\pi + \pi = 4\pi$; dacă sînt

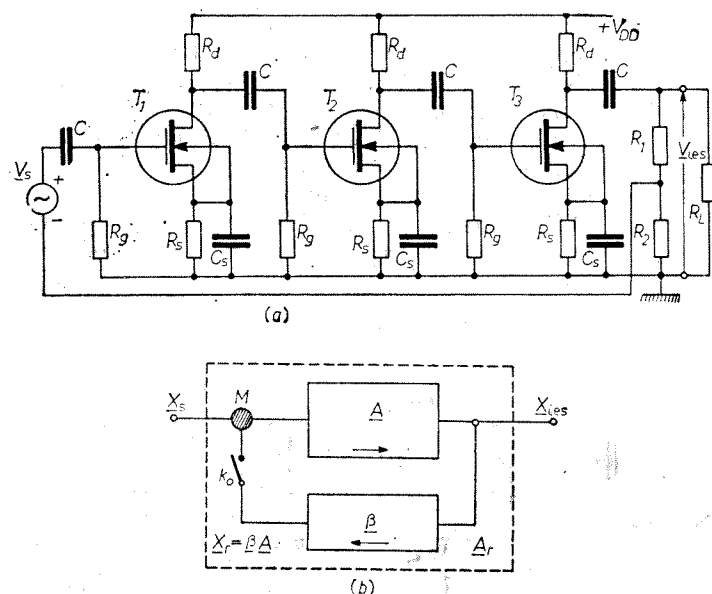


Fig. 15.16, a - Amplificator cu RN avînd trei etaje; b - schema-bloc a amplificatorului cu RN.

satisfăcute anumite condiții cu privire la modulii lui A_v și β , amplificatorul poate oscila pe frecvența considerată.

Oscilațiile care iau naștere într-un amplificator cu reacție sînt dăunătoare din două cauze: a) cînd oscilațiile au frecvența cuprinsă în banda de trecere, ele deteriorează semnalul util; în cazul amplificatorilor de AF, oscilațiile se

manifestă sub formă de fișit sau fluierat puternic; b) chiar dacă frecvența oscilațiilor este situată în afara benzii de trecere, prin intrarea în oscilație este perturbată funcționarea normală, deoarece amplitudinea oscilațiilor crește pînă cînd amplificatorul ajunge să lucreze într-un regim puternic neliniar.

Ne referim la schema-bloc a amplificatorului cu reacție (fig. 15.16, b); expresia generală a coeficientului de amplificare este

$$A_r = \frac{X_{ies}}{X_s} = \frac{A}{1 - \beta A} = \frac{A}{1 - L}, \quad (15.84)$$

unde mărimea $L = \beta A$ se numește factor de reacție sau coeficient de amplificare în buclă deschisă. Într-adevăr, cînd contactorul k_0 este deschis, se poate scrie ($X_{in} = X_s$)

$$L(j\omega) = X_g/X_{in} = \beta A \quad (15.85)$$

În cazul RN, avem $L = -\beta A = \beta A \angle 180^\circ$; în general,

$$L(j\omega) = L e^{j\varphi_\Sigma} = L \angle \varphi_\Sigma. \quad (15.86)$$

Considerăm acum că pentru o anumită frecvență are loc egalitatea $L(j\omega) = +1 = 1 \angle 0^\circ$, iar bucla de reacție este închisă (contactorul k_0 este închis); un semnal avînd această frecvență, care poate apărea în orice punct al buclei de reacție, după parcurgerea buclei revine în punctul inițial cu aceeași amplitudine și fază. Totdeauna, într-un amplificator cu reacție există semnale parazite (de obicei, de amplitudini foarte mici) care pot fi induse din exterior sau pot apărea ca urmare a fluctuațiilor aleatorii ale curenților și tensiunilor; semnalele aleatorii au un spectru larg de frecvențe, deci pot cuprinde și frecvența pentru care este satisfăcută egalitatea $L(j\omega) = +1$. Presupunînd că, datorită semnalului parazit, la ieșire apare semnalul V_{ies} (la intrarea amplificatorului nu se aplică un semnal util V_s), prin intermediul rețelei de reacție la intrare revine semnalul βV_{ies} , iar la ieșire apare din nou semnalul amplificat $\beta A V_{ies}$; dacă $\beta A = L = +1$, rezultă $\beta A V_{ies} = V_{ies}$. În felul acesta, la ieșire apare un semnal care persistă un timp nedefinit, prin urmare amplificatorul oscilează.

Raționamentul poate fi făcut și mai direct: dacă $L = +1$, din (15.84) rezultă $A_r \rightarrow \infty$, deci un semnal, oricît de mic, care apare în bucla de reacție este infinit amplificat, adică amplificatorul oscilează. Cînd sînt satisfăcute condițiile $L > 1$ și $\varphi_\Sigma = 0$, nu se poate afirma cu precizie că vor exista sau nu oscilații; pentru a putea face o astfel de afirmație este necesară cunoașterea exactă a formei caracteristicilor de frecvență ale amplificatorului cu RN.

XV.6.2. Criteriul Nyquist de stabilitate a amplificatorilor cu RN

Există mai multe criterii de testare a stabilității sistemelor cu reacție [7, 23, 25]. În cazul amplificatorilor cu RN, o largă răspîndire a căpătat-o criteriul Nyquist formulat în 1932.

Pe lîngă faptul că permite testarea stabilității sau instabilității amplificatorului cu RN studiat, acest criteriu, spre deosebire de altele, indică metodele

de proiectare pentru a stabili amplificatorul respectiv și pentru a-i îmbunătăți performanțele.

Utilizând criteriul Nyquist, stabilitatea amplificatorilor cu RN poate fi determinată după forma caracteristicii amplitudine-fază trasată pentru factorul de reacție $\underline{L}(j\omega)$ sau pentru diferența de întoarcere $W(j\omega) = 1 - \underline{L}(j\omega)$. Acest fapt constituie, de asemenea, un avantaj esențial, deoarece trasarea caracteristicii amplitudine-fază a amplificatorului în buclă deschisă se poate face relativ ușor, atât prin calcul, cât și experimental. Adesea este necesară testarea la stabilitate a sistemului înainte de a închide bucla de reacție, deoarece, dacă sistemul este instabil, închiderea buclei poate duce la avariarea sa; de aici rezultă încă un avantaj al criteriului Nyquist.

Demonstrația criteriului Nyquist, precum și a altor criterii, poate fi găsită în anexa II. Cu titlu informativ prezentăm aici formularea criteriului fundamental de stabilitate a sistemelor cu reacție (conexiune inversă). Considerăm transformata Laplace a coeficientului de amplificare (funcția de transfer) a sistemului sub forma

$$A_r(s) = \frac{A(s)}{1 - L(s)} = \frac{A(s)}{W(s)}. \quad (15.87)$$

Criteriul fundamental de stabilitate: un sistem cu reacție (fig. 15.16, b, k_0 închis) este stabil dacă nici unul din zerourile caracteristice ale funcției $W(s)$ (sau polii funcției $A(s)$) nu este situat în semiplanul s drept și dacă zerourile de pe axa $j\omega$ sînt simple. Sistemul este instabil dacă anumite zerouri caracteristice ale funcției $W(s)$ sînt situate în semiplanul s drept sau dacă zerourile de pe axa $j\omega$ sînt multiple.

În cele ce urmează se arată modul de aplicare a criteriului Nyquist pentru studiul stabilității amplificatorilor cu RN, precum și unele considerații cu privire la căile de îmbunătățire a performanțelor acestor amplificatori. După cum s-a precizat mai sus, în cadrul criteriului Nyquist este necesară trasarea caracteristicii amplitudine-fază, fie a coeficientului de amplificare în buclă deschisă $\underline{L}(j\omega)$, fie a diferenței de întoarcere $\underline{W}(j\omega)$; caracteristica amplitudine-fază a unei mărimi fazoriale se reprezintă în coordonate polare, purtînd numele de diagramă polară.

Considerăm pentru simplitate un amplificator cu cuplaj RC avînd un

singur etaj al cărui coeficient de amplificare este $\underline{A}(j\omega) = A(\omega) \angle \varphi_T(\omega)$. Dăm diferite valori lui ω ($\omega = \omega_1, \omega_2, \omega_3 \dots$) și calculăm de fiecare dată mărimile $A(\omega_1), A(\omega_2), A(\omega_3), \dots$ și $\varphi_T(\omega_1), \varphi_T(\omega_2), \varphi_T(\omega_3), \dots$ pe care le trasăm în coordonatele polare (fig. 15.17, a); unind virfurile fazorilor se obține diagrama polară. S-a presupus că la $\omega = 0$ și $\omega = \infty$, coeficientul de amplificare este zero; această condiție este satisfăcută pentru marea majoritate a amplificatorilor cu cuplaj RC sau prin transformator. Din figura 15.17, a rezultă că pentru $\omega = 0$, $\varphi_T = \varphi_0 + \varphi_j = 180^\circ + 90^\circ = 270^\circ$, pentru $\omega = \infty$, $\varphi_T = \varphi_0 - \varphi_i = 180 - 90 = 90^\circ$, iar în domeniul frecvențelor medii $A(\omega) = A_0$ și $\varphi_T = \varphi_0 = 180^\circ$ (unghiurile se socotesc în sens trigonometric). În cazul amplificatorului avînd două etaje se obține diagrama polară din figura 15.17, b unde trebuie subliniate următoarele particularități: pentru $\omega = 0$, $\varphi_{2T} = 2(\varphi_0 + \varphi_j) = 2 \cdot 270^\circ$; pentru $\omega = \infty$, $\varphi_{2T} = 2(\varphi_0 - \varphi_i) = 2 \cdot 90^\circ$, iar

în domeniul frecvențelor medii, $A(\omega) = A_0$ și $\varphi_{2T} = 2\varphi_0 = 2 \cdot 180^\circ$. În cazul unui amplificator cu trei etaje se obține diagrama din figura 15.17, c.

În mod similar se trasează diagrama polară a factorului de reacție $\underline{L}(j\omega) = \underline{\beta}(j\omega)\underline{A}(j\omega)$. Un exemplu de astfel de diagramă pentru un amplificator cu

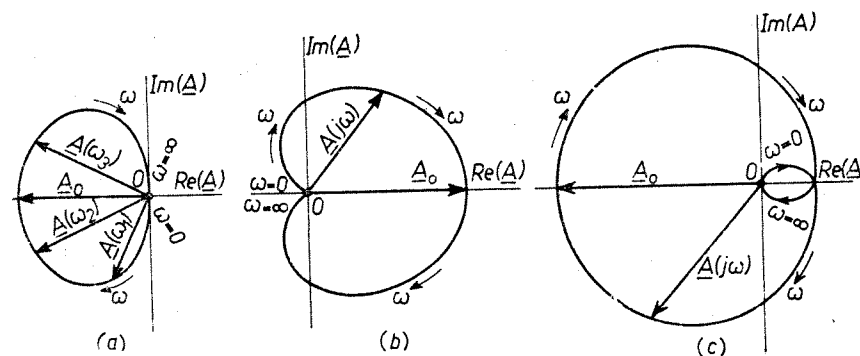


Fig. 15.17. Diagrame polare:

a — amplificator cu un singur etaj; b — amplificator cu două etaje; c — amplificator cu trei etaje.

o singură buclă de RN este arătată în figura 15.18, a; diagrama polară obținută prin reprezentarea grafică a caracteristicii amplitudine-fază a factorului de reacție se numește diagramă Nyquist. În baza ei se poate da următorul enunț al criteriului Nyquist:

dacă diagrama Nyquist a mărimii $\underline{L}(j\omega)$ înconjoară sau trece prin punctul de coordonate $(1, 0)$ numit punct critic, amplificatorul cu RN (sau în general sistemul cu reacție) este instabil; dacă diagrama Nyquist a mărimii $\underline{L}(j\omega)$ nu înconjoară punctul critic $(1, 0)$, amplificatorul cu RN este stabil (trebuie subliniat încă o dată că în domeniul frecvențelor medii, reacția este negativă).

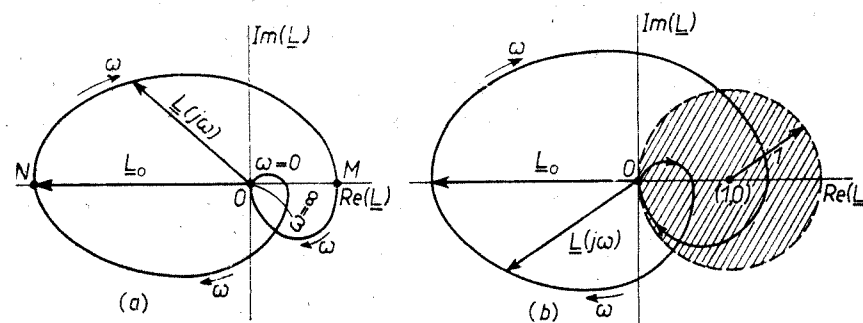


Fig. 15.18. Diagrame Nyquist:

a — amplificator cu o singură buclă de RN; b — trasarea cercului de regenerație.

Referindu-ne la figura 15.18, a se poate afirma: amplificatorul este stabil dacă $\overline{OM} < 1$; amplificatorul este instabil dacă $\overline{OM} > 1$. Se observă de asemenea că în domeniul frecvențelor medii avem $\underline{L}(j\omega) = \overline{ON} = -L_0$, deci reacția este negativă.

Pornind de la diagrama Nyquist se poate face următoarea considerație generală asupra sistemelor cu reacție. Considerăm un sistem cu reacție a cărui diagramă Nyquist este arătată în figura 15.18, *b* și trasăm un cerc de rază $r = 1$ având centrul în punctul critic (1, 0): a) pentru frecvențele ce corespund porțiunii de diagramă Nyquist cuprinsă în interiorul cercului, reacția este pozitivă sau *regenerativă*, deoarece $A_r > A$; b) pentru frecvențele ce corespund porțiunii de diagramă Nyquist din afara cercului, reacția este negativă sau *degenerativă*, deoarece $A_r < A$. Adesea cercul de rază $r = 1$ este numit *cerc de regenerație*.

XV.7. AMPLIFICATORI OPERAȚIONALI

Amplificatorul operațional reprezintă un amplificator cu cuplaj rezistiv (amplificator de curent continuu), cu mai multe etaje, care este prevăzut cu o reacție negativă profundă, de obicei, reglabilă. Amplificatorul propriu-zis este realizat sub formă de circuite integrate, iar coeficientul de amplificare are valori foarte mari, cuprinse între $10^4 \div 10^6$. Circuitele care realizează reacția negativă sînt externe și reglabile. Denumirea de *amplificator operațional* provine de la faptul că, în funcție de natura elementelor cuprinse în circuitul de RN, amplificatorul poate efectua anumite operații matematice specifice calculatoarelor analogice (multiplicare cu o constantă, însumare, derivare, integrare).

Există două tipuri fundamentale de amplificatori operaționali: cu o singură ieșire (fig. 15.19, *a*) și cu două ieșiri în opoziție de fază (fig. 15.19, *b*) numiți amplificatori operaționali cu ieșire diferențială. O trăsătură importantă a amplificatorilor operaționali este aceea că cele două terminale de intrare sînt izolate față de masă; punctul de referință (masă) al schemei este determinat de circuitele externe. Dacă semnalul de intrare se aplică pe terminalul 1, iar terminalul 2 este pus la masă, semnalul de ieșire este în fază opusă cu cel de intrare, deci terminalul 1 este un terminal *cu inversiune de fază*. Dacă semnalul de intrare se aplică pe terminalul 2, iar terminalul 1 se pune la masă, semnalul de ieșire este în fază cu cel de intrare, deci terminalul 2 este un terminal *fără inversiune de fază*. Desigur, amplificatorul operațional poate funcționa dacă la intrare se aplică semnale în opoziție de fază (intrare diferențială).

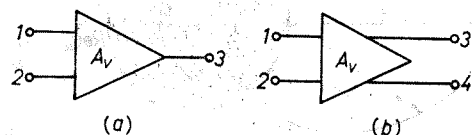


Fig. 15.19. Reprezentarea simplificată a amplificatorilor operaționali: a — cu o singură ieșire; b — cu două ieșiri în opoziție de fază.

1) *Multiplicare cu o constantă*. Considerăm schema cu inversiune de fază (fig. 15.20, *a*), în care presupunem că amplificatorul este ideal, adică impedanța de intrare Z_{in} este infinită, iar coeficientul de amplificare $A_v = v_2/v_{in}$ este foarte mare. În acest caz, $v_{in} \ll v_1$ și $v_{in} \ll v_2$. Pentru curentul i care circulă prin rezistorii R_1 și R_2 se poate scrie

$$i = \frac{v_1 - v_{in}}{R_1} = \frac{v_2 - v_{in}}{R_2} \quad (15.88)$$

și avînd în vedere că $v_{in} = v_2/A_v$, rezultă (pentru A_v foarte mare)

$$\frac{v_2}{R_2} \left[1 - \frac{1}{A_v} \left(1 + \frac{R_2}{R_1} \right) \right] = -\frac{v_1}{R_1}, \quad v_2 = -\frac{R_2}{R_1} v_1. \quad (15.89)$$

În continuare, vom considera $v_{in} = 0$ și $i_{in} = 0$.

Dacă pe terminalul 1 se aplică mai multe semnale separate între ele (fiecare semnal se aplică prin intermediul unui rezistor), se obține însumarea

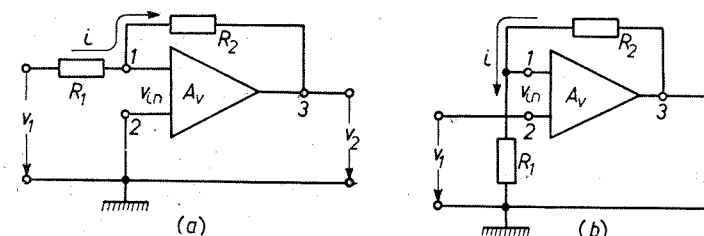


Fig. 15.20. Schemă pentru multiplicare cu o constantă: a — cu inversiune de fază; b — fără inversiune de fază.

și multiplicarea cu o constantă a semnalelor de intrare. Acest procedeu se utilizează și în cazul conectării în paralel a mai multor microfoane la intrarea unui amplificator.

În cazul schemei fără inversiune de fază (fig. 15.20, *b*), avem $v_2 = i(R_1 + R_2)$ și $v_1 = iR_1$, deci

$$A_{vr} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{R_1 + R_2}{R_1}, \quad v_2 = \frac{R_1 + R_2}{R_1} v_1. \quad (15.90)$$

2) *Derivare*. Luînd circuitul de reacție format din capacatorul C conectat la intrare și rezistorul R conectat între terminalele de intrare și ieșire (fig. 15.21, *a*), se obține o derivare a semnalului. Într-adevăr, avem

$$i = C \frac{dv_1}{dt}, \quad v_2 = -iR = -RC \frac{dv_1}{dt}. \quad (15.91)$$

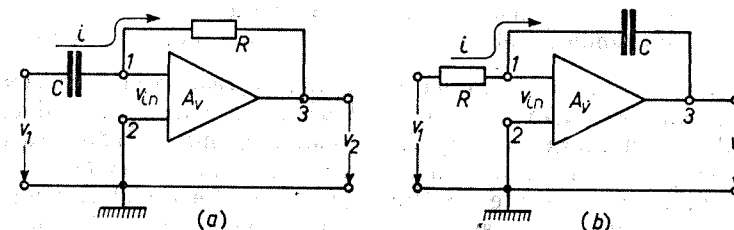


Fig. 15.21. Scheme de derivare (a) și integrare (b) realizate cu amplificatori operaționali.

3) *Integrare*. Considerăm schema din figura 15.21, *b*, unde capacatorul C este conectat între terminalele de intrare și ieșire, iar rezistorul R este conec-

tat între generatorul de semnal și terminalul de intrare. În acest caz, se poate scrie

$$i = \frac{v_1}{R}, \quad v_2 = -\frac{1}{RC} \int v_1 dt, \quad (15.92)$$

prin urmare, schema efectuează operația de integrare.

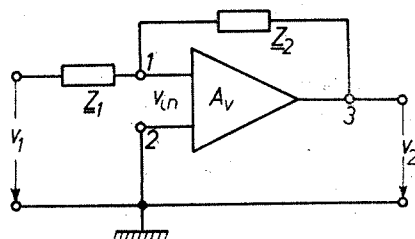


Fig. 15.22. Filtru activ realizat cu amplificator operațional.

4) *Filtru activ.* Considerind cazul general cînd circuitul de reacție este constituit din impedanțele Z_1 și Z_2 (fig. 15.22), se pot scrie relațiile generalizate (considerînd modulii impedanțelor)

$$A_{vr} = -\frac{Z_2}{Z_1}, \quad v_2 = -\frac{Z_2}{Z_1} v_1. \quad (15.93)$$

În cazul particular cînd $Z_1 = R_1$, iar Z_2 este constituit dintr-un circuit oscilant acordat pe frecvența de rezonanță f_0 , raportul Z_2/Z_1 ia valoarea maximă la frecvența f_0 , deci tensiunea de ieșire va prezenta un maximum la această frecvență. Un astfel de amplificator operațional cu proprietăți selective constituie un *filtru activ*.

Capitolul XVI

OSCILATORI SINUSOIDALI

XVI.1. INTRODUCERE

Echipamentele electronice utilizate în telecomunicații, radiodifuziune și televiziune, precum și o gamă largă de aparate electronice de măsurare și control încorporează în ele *generatori de oscilații sinusoidale* de frecvențe bine determinate; acești generatori poartă numele de *oscilatori sinusoidali*. În general, un oscilator constă dintr-un amplificator cu reacție pozitivă, deci amplificatorul este făcut instabil în mod deliberat.

Oscilatorii sinusoidali pot fi împărțiți în două mari categorii:

a) *oscilatori RC* la care sarcina și rețeaua de reacție sînt constituite din rezistori și condensatori adecvat conectați. Perioada oscilațiilor este determinată în principal de constanta de timp RC globală. Avînd în vedere că rezistorii și condensatorii pot avea valori foarte mari (păstrînd dimensiuni rezonabile) se pot realiza ușor constante de timp de ordinul secundelor. Prin urmare, oscilatorii RC se utilizează în special pentru obținerea oscilațiilor de frecvențe joase. Gama de frecvențe a acestor oscilatori este cuprinsă între $10^{-3} \div 10^6$ Hz;

b) *oscilatori LC* la care sarcina sau rețeaua de reacție conține în mod obligatoriu un circuit oscilant. Frecvența oscilațiilor este determinată în principal de elementele circuitului oscilant, L și C (în mod aproximativ se

poate scrie $f \approx 1/2\pi\sqrt{LC}$). Rezultă că acești oscilatori nu pot fi utilizați pentru obținerea unor oscilații de frecvență joasă sau foarte joasă, deoarece bobinele de inductanță și condensatorii ar avea dimensiuni exagerat de mari. Limita inferioară a frecvenței de oscilație este de ordinul zecilor de kHz; din această cauză, oscilatorii LC se mai numesc oscilatori de radiofrecvență.

În acest capitol se prezintă studiul oscilatorilor RC și LC , variante cu performanțe superioare, probleme referitoare la stabilitatea amplitudinii oscilațiilor și stabilitatea frecvenței; în încheiere se descriu cîteva tipuri de oscilatori cu cuarț.

XVI.2. OSCILATORI RC

XVI.2.1. Condiții generale de oscilație

Din studiul stabilității amplificatorilor cu reacție (vezi paragraful XV.6) rezultă că un sistem cu reacție este instabil, adică poate autooscila, cînd sînt satisfăcute concomitent două condiții.

a) Condiția de fază. Semnalul de reacție trebuie să fie în fază cu semnalul de intrare $\varphi_{\Sigma} = \varphi_T + \varphi_{\beta} = 0$, prin urmare reacția trebuie să fie pozitivă pentru frecvența considerată.

b) Condiția de amplitudine (modul). Coeficientul de amplificare A și coeficientul de reacție β trebuie să fie suficient de mari, astfel încît factorul de reacție (coeficientul de amplificare în buclă deschisă) $L = \beta A$ să fie egal sau mai mare decît unitatea (condiția $L > 1$ rămîne valabilă numai în cazul sistemelor la care defazajul descrește monoton cu frecvența, iar coeficientul de amplificare scade monoton pentru frecvențe mai mici sau mai mari față de domeniul frecvențelor medii).

S-a arătat în capitolul precedent că un amplificator avînd trei etaje cu cuplaj RC cărora i se aplică o RN în domeniul frecvențelor medii, poate oscila. Condițiile de oscilație sînt satisfăcute pentru o singură frecvență dată de relația (15.93) și situată în afara benzii de trecere a amplificatorului; prin urmare, oscilațiile vor avea o formă sinusoidală.

Trebuie subliniat aici că în principiu, oscilatorii RC se pot obține plecînd de la un amplificator cu cuplaj RC , care are numai două etaje și la care se realizează o reacție pozitivă în domeniul frecvențelor medii. În acest caz însă, condițiile de oscilație sînt satisfăcute pentru o bandă largă de frecvențe și, drept urmare, semnalul rezultat va conține un spectru larg de frecvențe, deci va diferi esențial de sinusoidă (acest caz se întîlnește la multivibratori).

După modul de realizare a condițiilor de fază și amplitudine, oscilatorii RC se împart în două grupe:

1) oscilatorii RC de tip I, în care amplificatorul defazează semnalul în domeniul frecvențelor medii cu $\varphi_T = 180^\circ$, iar rețeaua de reacție constituită din celule RC (de defazare) introduce un defazaj tot de $\varphi_{\beta} = 180^\circ$, astfel $\varphi_{\Sigma} = \varphi_T + \varphi_{\beta} = \pm 2n\pi$; schema-bloc a acestui tip de oscilatori este reprezentată în figura 16.1, a.

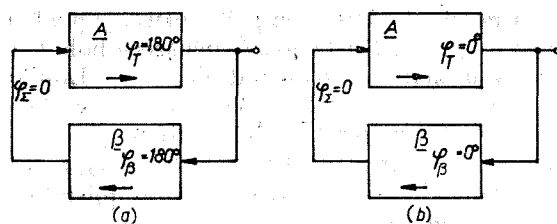


Fig. 16.1. Tipuri de oscilatori RC:
a - de tip I; b - de tip II.

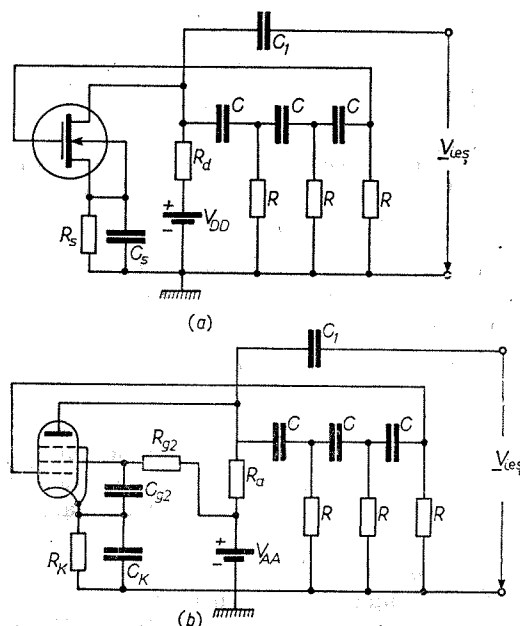


Fig. 16.2. Oscilatori RC cu trei celule de defazare:
a - cu tranzistori TECMOS; b - cu tuburi electronice.

ia valoarea $L(j\omega) = 1 \angle 0^\circ$; prin urmare, determinarea condițiilor de oscilație necesită găsirea expresiei lui $L(j\omega)$. În acest scop, ne referim la schema echivalentă liniară din figura 16.3, a (la frecvența de oscilație, reactanța capacitorului C_s este practic zero). Trebuie arătat că amplificatorul propriu-zis constituie un sistem neliniar, mai ales când amplitudinea oscilațiilor este relativ mare; totuși, pentru găsirea unor valori aproximative ale frecvenței de oscilație și a coeficientului de amplificare, vom considera aici că sistemul este liniar. Aplicând teorema lui Thévenin rețelei din stînga punctelor a, b, rezultă schema echivalentă din figura 16.3, b în care

$$\underline{A}_{vg} = \frac{-\mu R_d}{r_d + R_d} = -g_m r_d \parallel R_d = -g_m R_{ies}. \quad (16.1)$$

2) oscilatori RC de tip II, în care amplificatorul nu defazează semnalul în domeniul frecvențelor medii, $\varphi_T = 0^\circ$; în acest caz, și defazajul introdus de rețeaua de reacție trebuie să fie $\varphi_B = 0$; schema-bloc este reprezentată în figura 16.1, b.

XVI.2.2. Oscilatori RC de tip I (cu rețea de defazare)

a) *Oscilatori RC echipați cu tranzistori TEC și tuburi electronice.* În practică, pentru realizarea oscilatorilor RC, în locul unui amplificator cu cuplaj RC avînd trei etaje, se utilizează un amplificator cu un singur element activ (dispozitiv electronic) și trei sau patru celule RC de defazare. Schema de principiu a unui oscilator RC cu trei celule de defazare, echipat cu tranzistor TECMOS cu canal inițial este arătată în figura 16.2, a; dat fiind că dispozitivul electronic este comandat în tensiune, se aplică o reacție de tensiune.

Concomitent cu defazarea semnalului, rețeaua RC produce și o atenuare a sa. Condițiile de oscilație sînt satisfăcute cînd coeficientul de amplificare în buclă deschisă

Dat fiind că în cazul tranzistorilor cu efect de câmp, $Z_{in} \gg R$, se poate considera că intrarea amplificatorului reprezintă un circuit deschis. Factorul de reacție (coeficientul de amplificare în buclă deschisă) este

$$L(j\omega) = \beta A_{vg} = V_r/V_g. \quad (16.2)$$

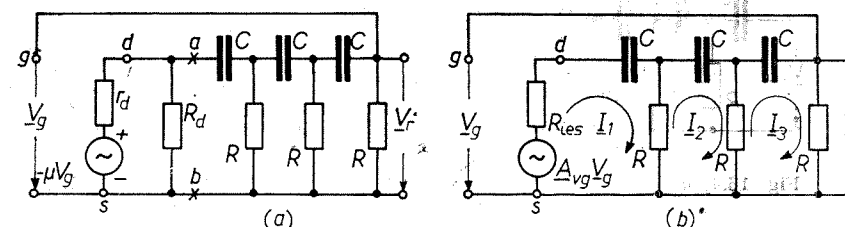


Fig. 16.3. a - Schema echivalentă liniară a oscilatorului RC; b - schemă rezultată după aplicarea teoremei Thévenin.

Avînd în vedere că în majoritatea schemelor practice $R_{ies} \ll R$, rezultă $\underline{A}_{vg} = \underline{A}_v$ și pentru schema din figura 16.3, b se pot scrie ecuațiile pe ochiuri

$$\begin{aligned} \underline{I}_1(R - jX_C) - \underline{I}_2R &= \underline{A}_v V_g, \\ -\underline{I}_1R + \underline{I}_2(2R - jX_C) - \underline{I}_3R &= 0, \\ -\underline{I}_2R + \underline{I}_3(2R - jX_C) &= 0, \end{aligned} \quad (16.3)$$

unde $X_C = 1/\omega C$.

Rezolvăm în raport cu \underline{I}_3 ($\underline{I}_3 = \Delta_3/\Delta$, unde Δ este determinantul sistemului, iar Δ_3 se obține din Δ prin înlocuirea coloanei a treia cu termenii liberi) și punînd $V_r = \underline{I}_3R$ se obține

$$L(j\omega) = \frac{\underline{A}_v}{1 - 5(f_1/f)^2 - j[6(f_1/f) - (f_1/f)^3]}, \quad (16.4)$$

unde

$$f_1 = 1/2\pi\tau_0, \quad \tau_0 = RC. \quad (16.5)$$

Știînd că \underline{A}_v este negativ, pentru a obține $L(j\omega) = 1 \angle 0^\circ$, partea reală de la numitorul expresiei (16.4) trebuie să fie negativă, iar partea imaginară trebuie să fie zero. Din ultima condiție rezultă frecvența de oscilație; astfel rezolvînd ecuația

$$6(f_1/f) - (f_1/f)^3 = 0, \quad (16.6)$$

se obține $f_1 = 0$, $f_{II,III} = \pm f_1/\sqrt{6}$. Evident se ia numai $f = f_1/\sqrt{6}$ (la $f = 0$, $\beta = 0$, deoarece reactanța capacitorilor este infinită, iar frecvențele negative n-au sens), adică

$$f = 1/2\pi\sqrt{6}RC. \quad (16.7)$$

Introducînd valoarea obținută pentru f în (16.4) și punînd condiția $L(j\omega) = +1$ rezultă

$$\underline{A}_v = -29 \text{ sau } \underline{A}_v = 29. \quad (16.8)$$

Raționamente similare și expresii identice pentru f și \underline{A}_v se obțin și în cazul oscilatorului RC cu tub electronic (fig. 16.2, b). Deci, pentru a intra

în oscilație, schemele din figura 16.2, a, b trebuie să aibă coeficientul de amplificare $A_v \gg 29$; în acest scop, tranzistorul sau tubul electronic trebuie să aibă parametrul μ suficient de mare (de obicei, $\mu = 80 \div 150$).

(16.8f)

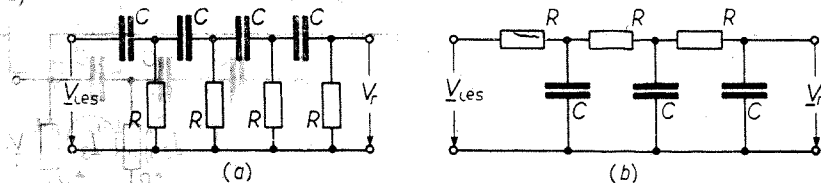


Fig. 16.4. a - Rețea de defazare cu patru celule; b - variantă de rețea de defazare.]

Dacă dispozitivul electronic și elementele schemelor din figura 16.2, a, b au asemenea parametri și valori încât nu permit aproximarea $R_{ies} \ll R$, atunci expresiile frecvenței și coeficientul de amplificare sînt

$$f = 1/2\pi\sqrt{6+4k} RC, \quad (16.9)$$

$$\underline{A}_v = -(29 + 23k + 4k^2), \quad (16.10)$$

unde $k = R_{ies}/R$.

(8.6) Adesea se utilizează și alte rețele de defazare. Pentru rețeaua de defazare cu patru celule RC (fig. 16.4, a) se obțin valorile (considerind $R_{ies} \ll R$)

$$f = 1/2\pi\sqrt{10/7} RC, \quad \underline{A}_v = -18,5; \quad (16.11)$$

pentru rețeaua de defazare din figura 16.4, b se obțin valorile

(16.8f)

$$f = \sqrt{6}/2\pi RC, \quad \underline{A}_v = -29. \quad (16.12)$$

b) Oscilatori RC echipați cu tranzistori bipolari. Schema de principiu a unui astfel de oscilator avînd trei celule de defazare este arătată în figura 16.5, a. Dat fiind că tranzistorul bipolar este un dispozitiv cu comandă în curent, vom considera că avem un amplificator de curent al cărui coeficient de amplificare este \underline{A}_t . În acest caz este recomandabil să se aplice o reacție de curent, prin urmare coeficientul de amplificare în buclă deschisă va reprezenta un raport de curenți. Schema echivalentă liniară a oscilatorului este reprezentată în figura 16.5, b (la frecvența de oscilație, reactanța capacitorului C_x este practic zero).

Așa cum rezultă din schema de principiu și cea echivalentă, curentul care circulă prin rezistorul celei de a treia celule de defazare reprezintă de fapt curentul de intrare \underline{I}_b al tranzistorului. Valoarea lui R_1 se alege astfel încît să avem

$$R_1 + h_{11e} = R; \quad (16.13)$$

avînd în vedere și faptul că totdeauna $1/h_{22e} \gg R_c$, rezultă schema echivalentă din figura 16.5, c. În cazul acestui oscilator, nu se poate lua $R_c \ll R$, deoarece s-ar obține valori extrem de mici pentru curentul \underline{I}_r și nu s-ar putea realiza condiția de amplitudine; de asemenea, nu se poate lua R_c foarte mare, deoarece se anulează efectul primului capacitor din rețeaua de defazare (con-

stanta de timp a circuitului de descărcare devine exagerat de mare). Din calcule rezultă o valoare optimă pentru R_c .

Coeficientul de amplificare în buclă deschisă este definit de relația

$$\underline{L}(j\omega) = \beta \underline{A}_t = \underline{I}_r/\underline{I}_b. \quad (16.14)$$

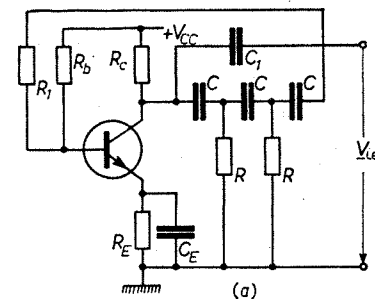


Fig. 16.5. Oscilator RC cu tranzistori bipolari: a - schemă de principiu; b - schemă echivalentă liniară; c - schemă echivalentă simplificată.

Expresia sa se determină prin rezolvarea circuitului din figura 16.5, c; ecuațiile pe ochiuri sînt

$$\begin{aligned} \underline{I}_1(R_c + R - jX_C) - \underline{I}_2R &= -h_{21}\underline{I}_bR_c, \\ -\underline{I}_1R + \underline{I}_2(2R - jX_C) - \underline{I}_rR &= 0, \\ -\underline{I}_2R + \underline{I}_r(2R - jX_C) &= 0, \end{aligned} \quad (16.15)$$

de unde

$$\underline{L}(j\omega) = \frac{-h_{21}}{3 + \frac{1}{k} - (f_1/f)^2 - \frac{5}{k}(f_1/f)^2 + j\left[\frac{(f_1/f)^3}{k} - \frac{6(f_1/f)}{k} - 4(f_1/f)\right]} \quad (16.16)$$

în care s-a notat

$$f_1 = 1/2\pi RC, \quad k = R_c/R. \quad (16.17)$$

Condiția de fază $\varphi_\Sigma = 0$ este satisfăcută cînd partea imaginară a numitorului devine zero

$$\frac{(f_1/f)^3}{k} - \frac{6}{k}(f_1/f) - 4(f_1/f) = 0, \quad (16.18)$$

de unde

$$f = \frac{f_1}{\sqrt{6+4k}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{6+4k} RC}. \quad (16.19)$$

Condiția de amplitudine $L = 1$ este satisfăcută când

$$h_{21} = -3 - 1/k + (f_1/f)^2 + (5/k)(f_1/f)^2. \quad (16.20)$$

Introducând (16.19) în (16.20) rezultă

$$h_{21} = 23 + 4k + 29/k. \quad (16.21)$$

În practică este de dorit ca h_{21} să fie cât mai mic posibil, astfel încât să se poată utiliza tranzistori cu performanțe medii. Valoarea minimă a lui h_{21} se obține pentru o valoare optimă a lui k , care rezultă din relația

$$dh_{21}/dk = 0; \quad (16.22)$$

valoarea optimă a lui k este

$$k_{opt} = \sqrt{29/4} \simeq 2,7 \quad (16.23)$$

care introdusă în (16.21) dă

$$h_{21 \min} \geq 44,5. \quad (16.24)$$

XVI.2.3. Oscilatori RC de tip II

Oscilatorii de tip II au o largă utilizare în aparatura electronică și se întâlnesc în mai multe variante; schemele-bloc pentru două din ele sînt arătate în figura 16.6, a, b. În primul caz, amplificatorul nu rotește faza semnalului, iar rețeaua de reacție are proprietăți selective, în sensul că coeficientul de reacție β este suficient pentru a produce oscilații numai la frecvența $f = f_0$. În cel de-al doilea caz avem o reacție combinată: 1) o reacție pozitivă pentru o bandă de frecvențe aproximativ egală cu banda de trecere a amplificatorului și 2) o reacție negativă care se realizează prin intermediul unei rețele RC cu proprietăți selective. Schema oscilează numai pe frecvența f_0 când reacția negativă se anulează.

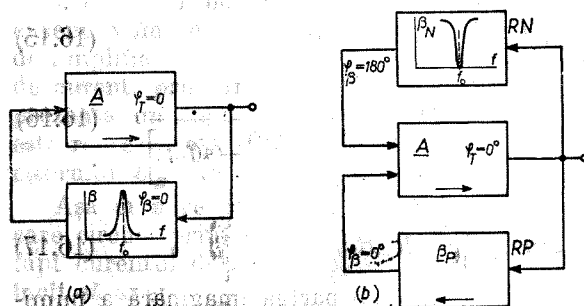


Fig. 16.6. Scheme-bloc pentru oscilatorii RC de tip II.

a) Oscilatori RC cu punte Wien. Schema de principiu a oscilatorului este arătată în figura 16.7, a (schema-bloc este arătată în fig. 16.6, a) și constă dintr-un amplificator cu reacție pozitivă, echipat cu tranzistori TECMOS, avînd două etaje. Rețeaua de reacție, numită punte Wien, constă din două celule RC, una avînd elementele conectate în serie, cealaltă în paralel.

Dat fiind că reacția este pozitivă în domeniul frecvențelor medii, pentru studiul condițiilor de oscilație ne concentrăm atenția asupra rețelei de reacție (fig. 16.7, b). Coeficientul de reacție $\beta = V_r/V_{ies}$ reprezintă de fapt coeficientul de transfer al punții Wien și are expresia

$$\beta = Z_P/Z_T, \quad (16.25)$$

unde

$$Z_T = Z_S + Z_P, \quad Z_S = R_1 + X_{C1}, \quad Z_P = R_2 \parallel X_{C2}. \quad (16.26)$$

În scopul simplificării calculelor, se va lua $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$; atunci β devine

$$\beta = \frac{-jX_C R / (R - jX_C)}{R - jX_C - jX_C R / (R - jX_C)} = \frac{RX_C}{3RX_C + j(R^2 - X_C^2)}. \quad (16.27)$$

Condiția $\varphi_\beta = 0$ se realizează când partea imaginară a numitorului devine zero, $R^2 - 1/\omega^2 C^2 = 0$, de unde rezultă frecvența de oscilație

$$f_0 = 1/2\pi RC; \quad (16.28)$$

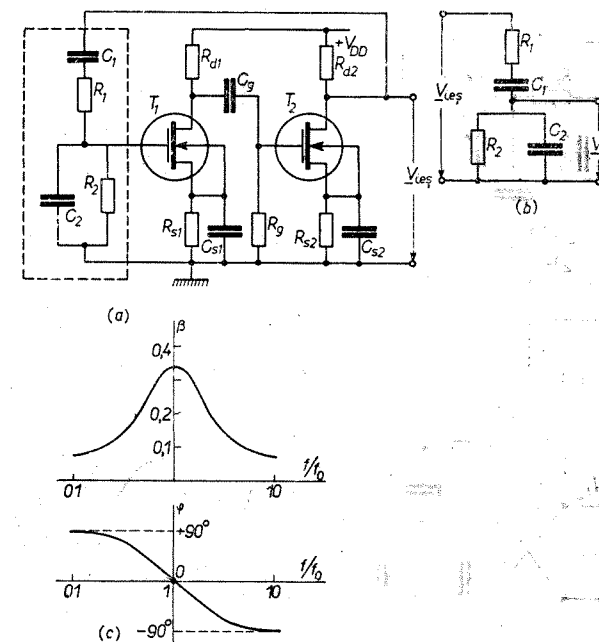


Fig. 16.7. Oscilator RC cu punte Wien:

a - schemă de principiu; b - rețeaua de reacție (punte Wien); c - caracteristicile de frecvență ale punții Wien.

modulul lui β în acest caz este $\beta = 1/3$, adică atenuarea minimă introdusă de puntea Wien este de $1/3$. Variațiile lui β și φ_β cu frecvența sînt arătate în figura 16.7, c.

Pentru a intra în oscilație, coeficientul de amplificare (modulul) trebuie să fie $A \geq 3$, lucru ușor de realizat experimental. Schimbarea frecvenței oscilatorului se efectuează prin varierea concomitentă a capacitorilor sau a rezistorilor din puntea Wien; de obicei, capacitorii variază în trepte, iar rezistorii continuu. După cum rezultă din figura 16.7, c, puntea Wien are slabe proprietăți selective, deoarece factorul de calitate este foarte mic. Drept urmare, banda de trecere este suficient de largă, iar condițiile de oscilație pot fi satisfăcute și pentru frecvențe diferite de f_0 , astfel oscilațiile rezultate nu sînt perfect sinusoidale.

b) *Oscilatori RC cu reacție combinată.* Schema de principiu este arătată în figura 16.8, a constînd din două etaje, al doilea fiind un repetor pe sursă. Reacția pozitivă se realizează prin rezistorii R_{1r} , R_{2r} și capacitorul C_r (în domeniul frecvențelor de lucru, $X_{Cr} \approx 0$); reacția negativă se realizează prin intermediul unui filtru (rețele) în dublu T ($X_{C0} \approx 0$).

Pentru frecvențe care diferă mult de f_0 (fig. 16.6, b), adică $f \ll f_0$ și $f \gg f_0$, coeficientul de transfer al filtrului are valori esențial diferite de zero; elementele schemei se aleg astfel încît pentru aceste frecvențe, reacția negativă să fie mai „profundă” decît cea pozitivă, $\beta_N > \beta_P$ și schema nu osci-

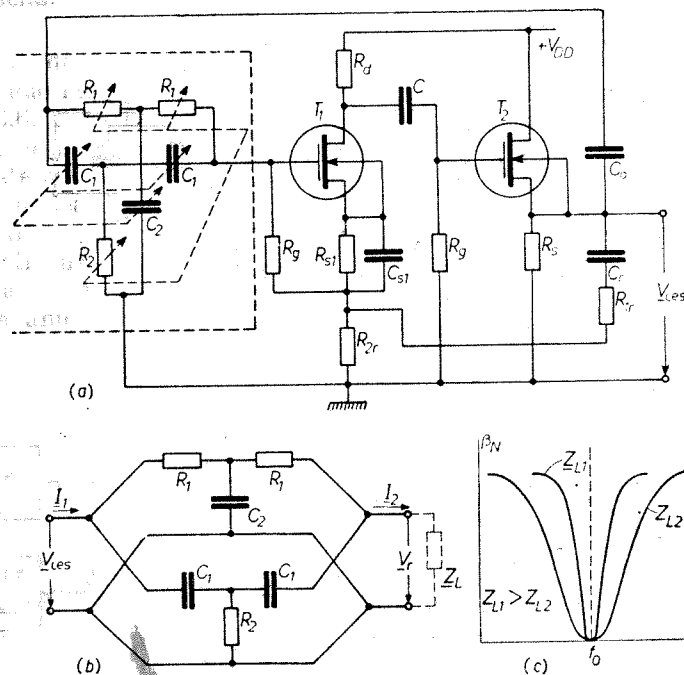


Fig. 16.8. Oscilator RC cu filtru în dublu T:

a — schema de principiu; b — filtrul în dublu T privit ca un cuadripol;
c — caracteristicile de frecvență ale filtrului în dublu T.

lează. Pentru frecvența $f = f_0$, coeficientul de transfer al filtrului devine zero și acționează numai reacția pozitivă care este suficient de mare, astfel schema oscilează. În cazul de față, filtrul în dublu T este un filtru oprește

bandă; cu cit această bandă este mai îngustă, cu atît oscilațiile sînt mai sinusoidale. Este demonstrat și verificat experimental că dintre filtrele RC, cele mai pronunțate proprietăți selective le are filtrul în dublu T.

Frecvența oscilațiilor rezultă din condiția anulării coeficientului de transfer a filtrului. Considerăm că acest filtru este format din doi cuadripoli simetrici în T (fig. 16.8, b): primul este constituit din rezistorii R_1 și capacitorul C_2 , al doilea din capacitorii C_1 și rezistorul R_2 . Matricea $\|Y_T\|$ a cuadripolului resultant este (vezi cap. X).

$$\|Y_T\| = \begin{vmatrix} Y_{11T} & Y_{12T} \\ Y_{21T} & Y_{22T} \end{vmatrix} \quad (16.29)$$

Coeficientul de transfer al cuadripolului devine zero cînd admitanța de transfer Y_{21T} devine zero. În cazul unui filtru T ale cărui impedanțe sînt cunoscute, matricea admitanță este

$$\|Y\| = \begin{vmatrix} \frac{Z_1 + Z_2}{Z_1^2 + 2Z_1Z_2} & -\frac{Z_2}{Z_1^2 + 2Z_1Z_2} \\ \frac{Z_2}{Z_1^2 + 2Z_1Z_2} & -\frac{Z_1 + Z_2}{Z_1^2 + 2Z_1Z_2} \end{vmatrix} \quad (16.30)$$

de unde rezultă

$$Y_{21} = \frac{Z_2}{(Z_1^2 + 2Z_1Z_2)} \quad (16.31)$$

Referindu-ne la primul cuadripol avem $Z_1 = R_1$, $Z_2 = X_{C2} = 1/j\omega C_2$, deci

$$Y'_{21} = \frac{-jX_{C2}}{R_1^2 - j2R_1X_{C2}} \quad (16.32)$$

pentru al doilea cuadripol avem $Z_1 = X_{C1} = 1/j\omega C_1$, $Z_2 = R_2$, deci

$$Y''_{21} = \frac{R_2}{-X_{C1}^2 - j2R_2X_{C1}} \quad (16.33)$$

Punind condiția $Y_{21T} = Y'_{21} + Y''_{21} = 0$ se obține

$$\left(\frac{2R_2}{\omega^2 C_1 C_2} - R_1^2 R_2 \right) + j \left(\frac{2R_1 R_2}{\omega C_2} - \frac{1}{\omega^3 C_1^2 C_2} \right) = 0 \quad (16.34)$$

Egalînd cu zero partea imaginară rezultă

$$\omega_1^2 = 1/2R_1 R_2 C_1^2; \quad (16.35)$$

egalînd cu zero partea reală rezultă

$$\omega_2^2 = 2/R_1^2 C_1 C_2. \quad (16.36)$$

În practică, condiția $Y_{21T} = 0$ trebuie să fie satisfăcută numai pentru o singură frecvență. Această condiție poate fi realizată dacă valorile elementelor filtrului se află în raportul $C_2 = 2C_1$, $R_2 = R_1/2$ (pentru aceste rapoarte între valorile elementelor se obține curba de răspuns cea mai ascuțită); ținînd seama de aceste valori, din ultimele două relații se obține

$$f_1 = f_2 = f_0 = 1/2\pi R_1 C_1. \quad (16.37)$$

Trebuie subliniat că proprietățile selective ale filtrului în dublu T sînt influențate de impedanța de sarcină Z_L conectată la ieșire: dacă această impedanță este foarte mare în raport cu $1/Y_{22T}$, caracteristica de frecvență este ascuțită (fig. 16.8, c), însă pe măsură ce impedanța Z_L scade, caracteristica de frecvență devine mai puțin ascuțită. Utilizarea filtrului în dublu T este recomandabilă în special în schemele echipate cu tranzistori cu efect de cîmp și tuburi electronice.

Pe lângă proprietățile selective ale rețelei de reacție, forma semnalului de oscilație este puternic influențată de către regimul de funcționare al dispozitivului electronic. În toate schemele de oscilatori RC studiate pînă în prezent s-a presupus un regim liniar al dispozitivului electronic, dar în realitate, amplitudinea oscilațiilor este suficient de mare, astfel încît intervine efectul neliniarității caracteristicilor statice. Unele probleme referitoare la limitarea și stabilizarea amplitudinii oscilațiilor vor fi prezentate în paragraful XVI.4.

XVI.3. OSCILATORI LC

XVI.3.1 Oscilatori Armstrong

Oscilatorii LC sînt constituiți din amplificatori cu reacție pozitivă la care sînt satisfăcute condițiile de oscilație (de fază și amplitudine). Particularitatea acestor oscilatori constă în faptul că sarcina amplificatorului sau rețeaua de reacție conține un circuit oscilant cu factor de calitate ridicat; reacția este pozitivă pentru o frecvență cuprinsă în interiorul benzii de trecere a circuitului oscilant.

Există o mare varietate de oscilatori LC care se deosebesc atît prin schema de principiu, cît și prin dispozitivul electronic utilizat. Cît privește schema de principiu, oscilatorii LC pot fi împărțiți în patru tipuri, iar în cadrul fiecărui tip se disting mai multe variante. Cele patru tipuri de oscilatori LC sînt: Armstrong, Hartley, Colpitts, Clapp (pentru stabilizarea frecvenței oscilațiilor se utilizează cristale de cuarț, fapt ce duce la mărirea numărului de variante).

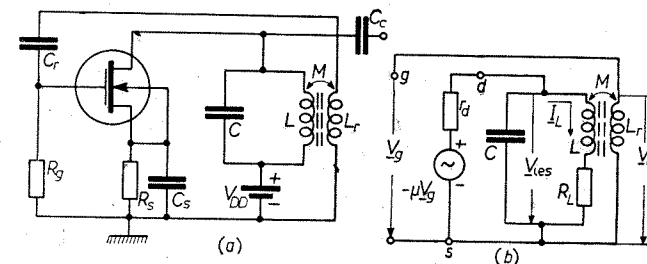
Deși dispozitivul electronic este un element neliniar, vom considera semnale mici, astfel că în calcule se va utiliza un model liniar. Pentru calculul frecvenței de oscilație și a coeficientului de amplificare în funcție de elementele schemei și parametrii dispozitivului electronic se pot utiliza diferite criterii de oscilație: 1) coeficientul de amplificare în buclă deschisă $L(j\omega)$ egal cu +1; 2) coeficient de amplificare infinit; 3) impedanță zero și rezistență negativă. Aplicarea unuia sau altuia dintre criterii este funcție de schema de principiu sau mai ales de schema echivalentă a oscilatorului.

În continuare, ne oprim asupra oscilatorilor Armstrong, la care semnalul de reacție este transmis de la ieșire spre intrare prin intermediul unor bobine cuplate inductiv. Foarte răspîndit în practică este oscilatorul Armstrong cu circuitul oscilant în drenă (fig. 16.9, a); bobina de reacție L_r conectată în circuitul de poartă este cuplată inductiv cu bobina circuitului oscilant. Se observă că oscilatorul constă dintr-un amplificator de radiofrecvență (sarcina constă dintr-un circuit oscilant) la care o parte din semnalul de ieșire

este adus din nou la intrare cu ajutorul bobinei L_r . În funcție de sensurile de înfășurare ale bobinelor L și L_r , semnalul de reacție V_r poate fi în fază sau în opoziție de fază față de V_{ies} ; prin conectarea adecvată a bornelor bobinei L_r se obține o reacție pozitivă: V_r este defazat cu π față de V_{ies} care

Fig. 16.9. Oscilator LC de tip Armstrong cu tranzistor TECMOȘ și circuit oscilant în drenă:

a — schemă de principiu;
b — schemă echivalentă.



la rîndul său este defazat cu π față de semnalul de intrare. Capacitorul C_r a fost introdus pentru separarea tensiunii continue de polarizare; reactanța sa la frecvențele de lucru este zero.

Avînd în vedere faptul că impedanța de intrare a amplificatorului este foarte mare, pentru analiza oscilatorului vom aplica criteriul $L(j\omega) = +1$. Referindu-ne la schema echivalentă din figura 16.9, b, coeficientul de amplificare în buclă deschisă este

$$L(j\omega) = V_r/V_g, \quad (16.38)$$

unde

$$V_r = j\omega M I_L \quad (M = k\sqrt{L L_r}) \quad (16.39)$$

Curentul I_L care circulă prin ramura inductivă a circuitului oscilant este dat de relația

$$I_L = V_{ies}/(R_L + j\omega L), \quad (16.40)$$

iar tensiunea de ieșire are expresia

$$V_{ies} = \frac{-\mu V_g Z_p}{r_a + Z_p}, \quad (16.41)$$

prin Z_p s-a notat impedanța circuitului oscilant

$$Z_p = \frac{R_L + j\omega L}{1 - \omega^2 LC + j\omega C R_L}. \quad (16.42)$$

Introducînd ultimele patru relații în (16.38) rezultă

$$L(j\omega) = \frac{-\mu\omega M}{-\omega L - \omega C r_a R_1 + j(R_1 + r_a - \omega^2 C L r_a)}. \quad (16.43)$$

Pentru a obține $L(j\omega) = 1 \angle 0^\circ$ este necesar ca partea imaginară a numitorului să fie zero, iar partea reală să fie un număr negativ.

Din prima condiție (de fază) rezultă frecvența de oscilație; avem

$$R_1 + r_a - \omega^2 L C r_a = 0, \quad \omega = \omega_0 \sqrt{1 + R_1/r_a}, \quad (16.44)$$

unde $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ este frecvența de rezonanță a circuitului ideal. Având în vedere inegalitatea $r_a \gg R_1$, frecvența oscilatorului este determinată în principal de elementele circuitului oscilant. Totuși, când trebuie asigurată o înaltă stabilitate a frecvenței, se ține seama și de aportul termenului R_1/r_a ,

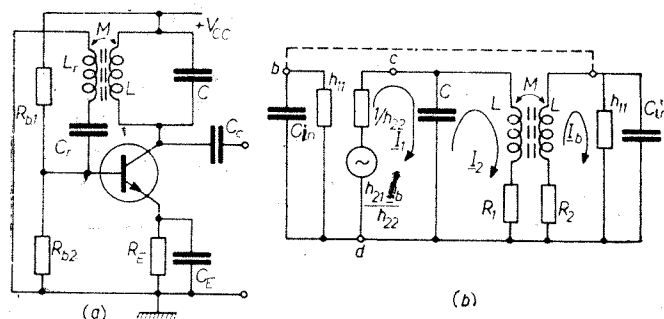


Fig. 16.10. Oscilator Armstrong cu tranzistor bipolar:
a - schemă de principiu;
b - schemă echivalentă.

deoarece variațiile temperaturii sau tensiunilor de alimentare produc variații ale lui r_a , deci și a lui ω . Pentru a reduce la minimum această influență se utilizează circuite oscilante cu factor de calitate foarte ridicat.

Din a doua condiție (de amplitudine) rezultă valoarea minimă a coeficientului de inducție mutuală în funcție de parametrii tranzistorului și elementele schemei; avem

$$M \geq (L + CR_1 r_a) / \mu. \quad (16.45)$$

Cu cât tranzistorul are μ mai mare, cu atât condiția de amplitudine se poate realiza pentru cuplaje mai slabe între bobinele L și L_r .

În cazul oscilatorului Armstrong echipat cu tranzistori bipolari (fig. 16.10, a) se poate aplica criteriul „coeficient de amplificarea infinit”. Schema echivalentă completă este arătată în figura 16.10, b (s-a presupus $h_{12} \ll 1$, iar capacitatea de ieșire a tranzistorului este inclusă în C). Pentru majoritatea cazurilor practice au loc inegalitățile

$$1/\omega C_{in} \gg h_{11} > \omega L_r, \quad h_{11} \gg R_2; \quad (16.46)$$

prin urmare curentul I_b are expresia

$$I_b = -j\omega M I_2 / h_{11}; \quad (16.47)$$

ținând cont de această expresie se pot scrie următoarele ecuații pentru circuitul din figura 16.10, b.

$$\left. \begin{aligned} I_1 \left(\frac{1}{h_{22}} + \frac{1}{j\omega C} \right) - I_2 \left(\frac{1}{j\omega C} + \frac{j\omega M h_{21}}{h_{22} h_{11}} \right) &= 0, \\ I_1 \frac{j}{\omega C} + I_2 \left[R_1 + \frac{\omega^2 M^2}{h_{11}} + j \left(\omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \right] &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (16.48)$$

Curentul I_2 este dat de relația

$$I_2 = \Delta_2 / \Delta, \quad (16.49)$$

unde Δ este determinantul sistemului (16.48), iar Δ_2 se obține din Δ prin înlocuirea coloanei a doua cu termenii liberi. Se observă că Δ_2 este zero, însă pentru a obține la ieșire un curent (semnal) diferit de zero este necesar ca și Δ să fie zero; punind această condiție (coeficient de amplificarea infinit) rezultă

$$\frac{R_1}{h_{22}} + \frac{\omega^2 M^2}{h_{11} h_{22}} + \frac{L}{C} - \frac{h_{21} M}{Ch_{11} h_{22}} + j \left(\frac{\omega L}{h_{22}} - \frac{1}{\omega Ch_{22}} - \frac{R_1}{\omega C} - \frac{\omega M^2}{Ch_{11}} \right) = 0. \quad (16.50)$$

Egalind cu zero partea imaginară a ultimei relații, se obține frecvența de oscilație

$$\omega_r = \omega_0 \sqrt{\frac{1 + R_1 h_{22}}{1 - \omega_0^2 M^2 h_{22} / h_{11}}}, \quad (16.51)$$

unde $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$. Egalind cu zero partea reală a relației (16.50) se obține valoarea coeficientului de inducție mutuală

$$M = \frac{h_{21}}{2\omega^2 C} [1 \pm \sqrt{1 - 4(h_{11} h_{22} \omega^2 LC + R_1 h_{11} \omega^2 C^2)}]. \quad (16.52)$$

Înlocuind pe ω cu ω_r rezultă valoarea minimă a lui M în funcție de elementele schemei și parametrii tranzistorului. Uneori se consideră cuplajul fixat și se

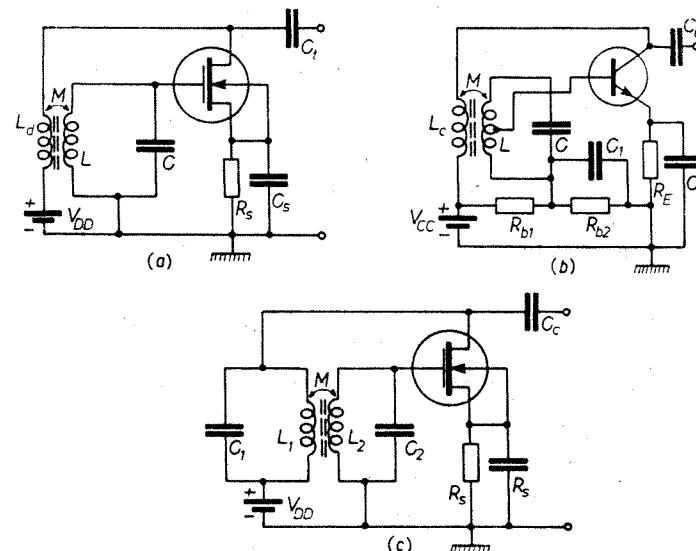


Fig. 16.11. Variante de oscilatori Armstrong:
a - cu tranzistor TECMOS și circuit oscilant în poartă; b - cu tranzistor bipolar și circuit oscilant în bază; c - cu tranzistor TECMOS și două circuite oscilante.

determină valoarea minimă a parametrului h_{21} pentru care schema oscilează

$$h_{21} \geq \frac{(R_1 + \omega^2 M^2 / h_{11} + h_{22} L / C) h_{11} C}{M}, \quad (16.53)$$

unde ω_r este dat de relația (16.51).

În figura 16.11 sînt prezentate cîteva variante de oscilatori Armstrong:
a) oscilator echipat cu tranzistor TECMOS avînd circuitul oscilant în poartă

și bobină neacordată în drenă; b) oscilator echipat cu tranzistor bipolar având circuitul oscilant în bază și bobină neacordată în colector (se utilizează un circuit oscilant cu priză, deoarece rezistența de intrare a tranzistorului este mică și afectează factorul de calitate); c) oscilator echipat cu tranzistor TECMOS având circuite oscilante atât în drenă, cât și în poartă (dacă în loc de TECMOS se utilizează un tranzistor bipolar, circuitul oscilant din bază trebuie să fie cu priză).

XVI.3.2. Oscilatori Hartley

La oscilatorul Hartley, circuitul oscilant este conectat în drenă, iar tensiunea de reacție V_r se culege de la o priză a bobinei ce intră în componența circuitului oscilant (fig. 16.12, a). Tensiunea de alimentare se aplică prin șocul de radiofrecvență (SRF); rezistența ohmică a acestui șoc este neglijabilă, iar reactanța la frecvența de oscilație este foarte mare, astfel circuitul de alimentare nu efectuează factorul de calitate al circuitului oscilant. Capacitorii C_d și C_r sînt interconectați în circuitele respective pentru a bloca drumul spre masă al componentelor continue V_{DQ} și V_{GQ} ; la frecvența de oscilație, reactanțele acestor condensatori sînt zero ($X_{Cr} \simeq 0$, $X_{Cd} \simeq 0$). Se observă că

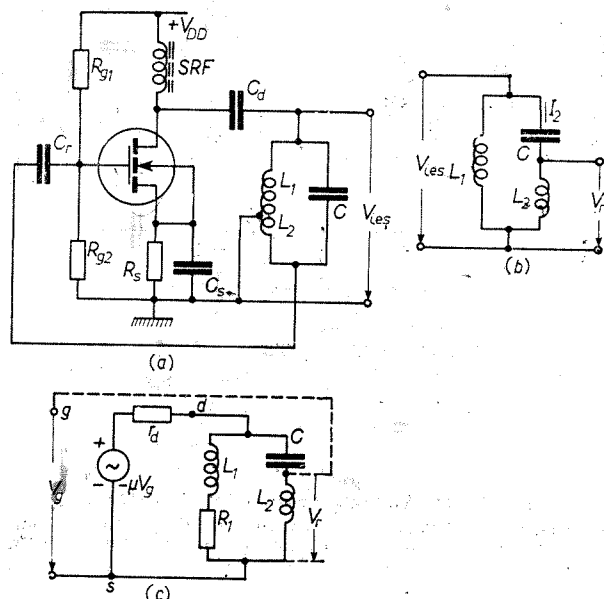


Fig. 16.12. Oscilator Hartley cu tranzistor TECMOS:
a - schema de principiu; b - explicarea condiției de fază;
c - schema echivalentă.

circuitul oscilant este conectat în paralel cu circuitul de alimentare a drenei; din această cauză, schema din figura 16.12, a se mai numește oscilator Hartley cu alimentare paralelă.

Condiția de fază este satisfăcută prin modul de culegere a tensiunii de reacție, iar condiția de amplitudine se realizează prin alegerea potrivită a raportului L_2/L_1 ($L_1 = L'_1 + M$, $L_2 = L'_2 + M$, $L = L_1 + L_2$). Pentru urmărirea condiției de fază, ne referim la figura 16.12, b, unde s-a reprezentat circuitul oscilant modificat topologic. Avînd în vedere că în majoritatea cazurilor din practică $X_C \gg X_{L2}$, curentul I_2 este defazat cu $\pi/2$ înaintea tensiunii V_{ies} ; căderea de tensiune la bornele lui L_2 , care reprezintă tocmai tensiunea de reacție, este defazată cu $\pi/2$ înaintea curentului I_2 , prin urmare V_r este defazat cu π față de V_{ies} . Tranzistorul în conexiune SC rotește faza semnalului cu π , deci defazajul total introdus de tranzistor și rețeaua de reacție este $\varphi_{\Sigma} = 2n\pi$, adică în schemă avem o reacție pozitivă.

Pentru calculul frecvenței de rezonanță și a inductanței L_2 , punem condiția $L(j\omega) = +1$; avînd în vedere schema echivalentă din figura 16.12, c se poate scrie relația

$$V_{ies} = \frac{-\mu V_g Z_p}{r_a + Z_p}, \quad (16.54)$$

unde

$$Z_p = Z_1 \parallel Z_2, \quad Z_1 = R_1 + j\omega L_1, \quad Z_2 = j\omega L_2 + 1/j\omega C. \quad (16.55)$$

Curentul prin ramura capacitivă a circuitului oscilant este

$$I_2 = V_{ies}/Z_2, \quad (16.56)$$

iar tensiunea de reacție va fi

$$V_r = X_{L2} I_2, \quad (16.57)$$

deci coeficientul de amplificarea în buclă deschisă este

$$L(j\omega) = \frac{V_r}{V_g} = \frac{-\mu Z_p X_{L2}}{(r_a + Z_p) Z_2}. \quad (16.58)$$

Explicitarea lui $L(j\omega)$ necesită calcule relativ complicate; în scopul găsirii unor valori orientative pentru ω_r și L_2 facem aproximarea $r_a \gg Z_p$ și atunci (16.58) devine

$$L(j\omega) = \frac{g_m Z_1 X_{L2}}{Z_1 + Z_2} = A + jB, \quad (16.59)$$

unde

$$A = \frac{g_m R_1 L_2 (\omega^2 L_2 - 1/C)}{R_1^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}, \quad (16.60)$$

$$B = \frac{R_1^2 + \omega^2 L_1 L_2 - L_1/C}{R_1^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}. \quad (16.61)$$

Egalînd pe B cu zero (condiția de fază) rezultă

$$\omega_r = \omega_0 / \sqrt{1 - R_1^2 / \omega_0^2 L_1 L_2}, \quad \omega_0 = 1/\sqrt{LC}. \quad (16.62)$$

Făcînd $A = +1$ se obține

$$L_2 = \frac{1}{2\omega_r^2 C} \left[1 \pm \sqrt{1 + \frac{4}{g_m R_1} (1 + R_1^2 \omega_r^2 C^2 + L^2 \omega_r^4 C^2 - 2\omega_r^2 LC)} \right]. \quad (16.63)$$

Adesea, din condiția $A = +1$ se scoate g_m în funcție de elementele schemei.

În cazul oscilatorilor Hartley echipați cu tranzistori bipolari (fig. 16.13), tensiunea de alimentare se aplică prin intermediul unei prize pe bobina circuitului oscilant; se evită astfel utilizarea SRF, obținându-se o schemă cu alimentare în serie. Tensiunea de reacție se culege la bornele lui L_2 (potențialul alternativ al punctului $+V_{CC}$ este zero). Uneori și colectorul se conectează la

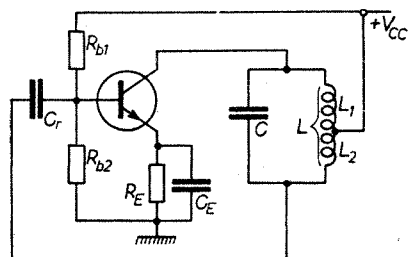


Fig. 16.13. Oscilator Hartley cu tranzistor bipolar.

circuitul oscilant tot prin intermediul unei prize. Trebuie subliniat că la oscilatorii Hartley, condițiile de oscilație se realizează relativ ușor ($L_2/L \approx 0,1 \div 0,3$), însă stabilitatea frecvenței este mai mică decât la alte tipuri de oscilatori.

XVI.3.3. Oscilatori Colpitts

Oscilatorul Colpitts se caracterizează prin faptul că tensiunea de reacție se culege la bornele unui capacitor

(fig. 16.14, a); elementele SRF, C_d și C_r , au același rol ca și la oscilatorul Hartley. Condiția de fază este satisfăcută prin modul de culegere a tensiunii de reacție, iar condiția de amplitudine se realizează prin alegerea adecvată a raportului C_1/C_2 . Reprezentarea circuitului oscilant modificat topologic (fig. 16.14, b) ne permite să urmărim condiția de fază. Având în vedere că de obicei, $X_L \gg X_{C1}$, curentul I_2 este defazat cu $\pi/2$ în urma tensiunii V_{ies} ; tensiunea de reacție culeasă la bornele capacitorului C_2 este defazată cu $\pi/2$ în urma curentului I_2 , prin urmare V_r este defazat cu π față de V_{ies} . Defazajul total introdus de tranzistor și rețeaua de reacție este $\varphi_{\Sigma} = 2n\pi$; deci în schemă avem o reacție pozitivă.

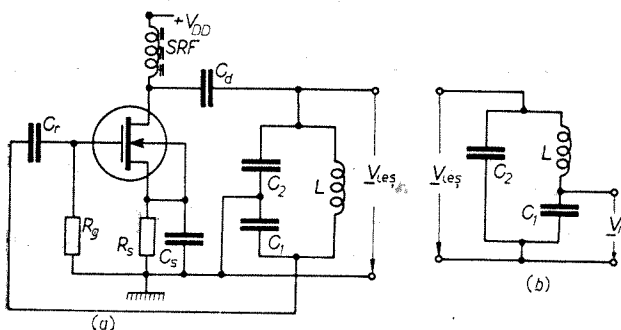


Fig. 16.14. Oscilator Colpitts cu tranzistor CMOS: a - schemă de principiu; b - explicarea condiției de fază.

Pentru calculul frecvenței de rezonanță și a lui C_1 utilizăm criteriul „impedanță zero, rezistență negativă”. În acest scop, schema echivalentă a oscilatorului (fig. 16.15, a) se modifică topologic ca în figura 16.15, b, unde

$$\underline{Z}_1 = 1/j\omega C_1, \underline{Z}_2 = 1/j\omega C_2, \underline{Z}_3 = R + j\omega L, \quad (16.64)$$

iar \underline{Z}_{in} reprezintă impedanța de intrare a tranzistorului. Fixăm un contur format din următoarele elemente conectate în serie: \underline{Z}_3 , \underline{Z}_a și \underline{Z}_b în paralel cu generatorul de curent $g_m V_g$, unde $\underline{Z}_a = \underline{Z}_1 \parallel \underline{Z}_{in}$, $\underline{Z}_b = r_d \parallel \underline{Z}_2$. Calculăm mai întâi impedanța \underline{Z}_{ab} văzută de la punctele a, b, cînd \underline{Z}_3 este îndepărtată. Această

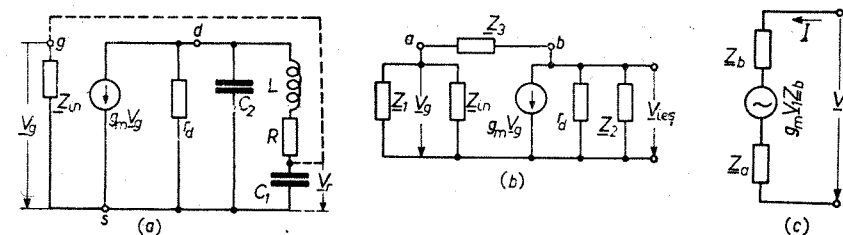


Fig. 16.15, a - Schema echivalentă a oscilatorului Colpitts; b - modificare topologică a schemei de la punctul a; c - circuit pentru determinarea impedanței \underline{Z}_{ab} .

impedanță se definește ca raportul dintre tensiunea aplicată la bornele a, b (fig. 16.15, c) și curentul care circula prin aceste borne (în ultima figură, grupul format din generatorul de curent $g_m V_1$ și \underline{Z}_b a fost transformat într-un generator de tensiune constantă $g_m V_1 \underline{Z}_b$ în serie cu \underline{Z}_b prin aplicarea teoremei lui Thévenin). Notînd cu I curentul care parcurge circuitul, căderea de tensiune pe \underline{Z}_a este $V_1 = I \underline{Z}_a$, prin urmare se poate scrie

$$V = I(\underline{Z}_a + \underline{Z}_b) + I g_m \underline{Z}_a \underline{Z}_b, \quad (16.65)$$

$$\underline{Z}_{ab} = V/I = \underline{Z}_a + \underline{Z}_b + \underline{Z}_a \underline{Z}_b, \quad (16.66)$$

Substituind în (16.66) valorile lui \underline{Z}_a și \underline{Z}_b (avînd în vedere $\underline{Z}_{in} \gg \underline{Z}_1$, se va lua $\underline{Z}_a = \underline{Z}_1$) rezultă

$$\underline{Z}_{ab} = \frac{1}{j\omega C_1} + \frac{r_d}{1 + j\omega C_2 r_d} + \frac{g_m r_d}{j\omega C_1 (1 + j\omega C_2 r_d)}. \quad (16.67)$$

Dacă în ultima relație se face aproximația $r_d \gg 1/\omega C_2$, adică $r_d \rightarrow \infty$, se obține o expresie simplificată a lui \underline{Z}_{ab} , anume

$$\underline{Z}_{ab} = \frac{-g_m}{\omega^2 C_1 C_2} + \frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_2}, \quad (16.68)$$

adică \underline{Z}_{ab} constă dintr-o rezistență negativă și capacitorii C_1 , C_2 conectați în serie.

Însumăm relația (16.67) cu \underline{Z}_3 și punem condiția de impedanță zero,

$$\underline{Z}_t = \underline{Z}_{ab} + \underline{Z}_3 = 0; \quad (16.69)$$

ultima relație reprezintă condiția de oscilație, deoarece un semnal (curent) alternativ persistă un timp nedefinit în conturul considerat, adică sistemul oscilează. Egalînd cu zero partea imaginară a lui \underline{Z}_t se obține frecvența de oscilație

$$\omega C_2 r_d + \omega C_1 r_d + \omega C_1 R - \omega^3 L C_1 C_2 r_d = 0, \quad (16.70)$$

de unde

$$\omega_r = \sqrt{\frac{1}{LC} + \frac{R}{LC_2 r_d}}, C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \quad (16.71)$$

Punind condiția ca partea reală a lui \underline{Z}_t să fie zero, se obține valoarea lui C_1 în funcție de elementele schemei și parametrii tranzistorului

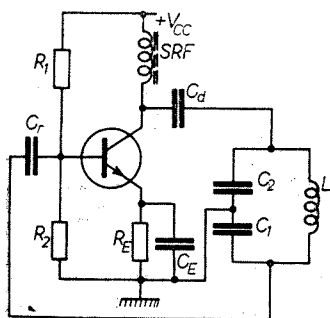


Fig. 16.16. Oscilator Colpitts cu tranzistor bipolar.

$$1 + g_m r_d - \omega^2 LC_1 - \omega^2 C_1 C_2 R r_d = 0, \quad (16.72)$$

$$C_1 = \frac{1 + g_m r_d}{\omega^2 (L + C_o R r_d)}. \quad (16.73)$$

În figura 16.16 este reprezentată schema unui oscilator Colpitts echipat cu tranzistor bipolar. Avînd în vedere că impedanța de intrare a tranzistorului este mică, pentru realizarea condiției de amplitudine sînt necesare unele precauții în alegerea divizorului capacitiv C_1/C_2 .

XVI.3.4. Oscilatori Clapp

La oscilatorul Colpitts cu tranzistor TECMOS, capacitorii C_1 și C_2 includ și capacitățile C_{gs} și C_{ds} . Pentru ca variațiile parametrilor tranzistorului să nu influențeze frecvența de oscilație este necesar ca C_1 și C_2 conectați în circuit să fie cât mai mari în raport cu capacitățile parazite dintre terminalele tranzistorului. Dar crescând valorile capacitorilor C_1 și C_2 , scade frecvența de rezonanță a circuitului oscilant; menținerea constantă a acestei frecvențe se poate

realiza prin scăderea inductanței. La un oscilator dat există o valoare minimă a lui L pentru care mai sînt asigurate încă condițiile de oscilație. Valori rezonabile pentru L și valori oricît de mari dorim pentru C_1 și C_2 pot fi ușor realizate în oscilatorul Clapp (fig. 16.17); valorile capacităților C_1 și C_2 au o slabă influență asupra frecvenței de oscilație, deoarece capacitatea efectivă a circuitului oscilant este

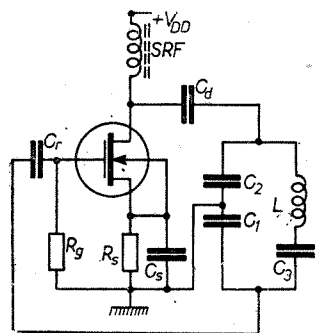


Fig. 16.17. Oscilator Clapp cu tranzistor TECMOS.

$$C_{ec} = \frac{C_3 C}{C_3 + C}, \quad C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}; \quad (16.74)$$

C_s are de obicei valori mici.

Uneori, oscilatorul Clapp se mai numește oscilator cu circuit acordat serie.

XVI.4. LIMITAREA ȘI STABILIZAREA AMPLITUDINII OSCILAȚIILOR

Alegerea regimului de funcționare a oscilatorului constituie o problemă importantă și dificilă totodată. În paragrafele precedente s-a presupus că dispozitivele electronice funcționează în regim liniar; această presupunere constituie o idealizare a schemelor reale și a permis dezvoltarea unor teorii liniare (aproximative). Dacă dispozitivele electronice ar fi într-adevăr liniare, atunci condițiile de oscilație fiind satisfăcute, amplitudinea oscilațiilor ar trebui să crească tot timpul. În realitate, toate dispozitivele electronice au regiuni de saturație și tăiere sau alte neliniarități puternice al caracteristicilor statice care limitează amplitudinea oscilațiilor; oscilațiile cresc pînă se stabilesc anumite condiții de echilibru. Dacă la atingerea condițiilor de echilibru, amplitudinea oscilațiilor este mică, este posibil ca dispozitivul electronic să funcționeze în regim liniar; în acest caz, oscilațiile sînt de formă sinusoidală, conținutul de armonici fiind foarte redus. Dacă însă la atingerea condițiilor de echilibru, amplitudinea este foarte mare, oscilațiile sînt puternic distorsionate avînd un bogat conținut de armonici.

Este necesar să precizăm noțiunea de condiție de echilibru. Considerăm că punctul de funcționare al dispozitivului electronic este fixat inițial în regiunea liniară a caracteristicilor statice, unde parametrii g_m și h_{21} au valori maxime; pe măsura creșterii amplitudinii oscilațiilor, punctul de funcționare instantaneu evoluează în regiunile neliniare, unde valorile efective ale lui g_m și h_{21} se micșorează. Inițial, coeficientul de amplificare în buclă deschisă se ia mai mare decât valoarea minimă \underline{L}_{\min} , necesară intrării în oscilație. Prin creșterea amplitudinii oscilațiilor (fig. 16.18), parametrii g_m și h_{21} se micșorează și astfel se ajunge la condiția de echilibru când coeficientul de amplificare în buclă deschisă, scăzând treptat, ajunge exact la valoarea \underline{L}_{\min} necesară menținerii oscilațiilor; după aceasta, amplitudinea oscilațiilor rămâne constantă. Dacă $\underline{L}(\omega)$ este astfel ajustat încît să fie puțin mai mare în modul decât \underline{L}_{\min} , condiția de echilibru survine pentru amplitudini mici și oscilațiile sînt sinusoidale. Dacă modulul lui $\underline{L}(\omega)$ este relativ mare în comparație cu \underline{L}_{\min} , condiția de echilibru survine pentru amplitudini mari ale oscilațiilor, când punctul de funcționare instantaneu evoluează în regiunile neliniare ale caracteristicilor, iar forma oscilațiilor este puternic distorsionată.

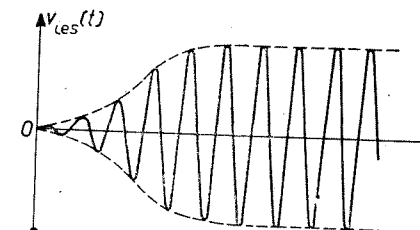


Fig. 16.18. Stabilirea condițiilor de echilibru în procesul de creștere a amplitudinii oscilațiilor.

S-ar părea că pentru a obține oscilații sinusoidale trebuie să luăm modulul lui $\underline{L}(j\omega)$ doar cu puțin mai mare decât \underline{L}_{\min} , dar în acest caz este posibilă ieșirea din oscilație datorită variației coeficientului de amplificare cu temperatura, tensiunile de alimentare etc. În practică există procedee de a obține o funcționare liniară a oscilatorului, având totodată valori suficient de mari pentru modulul lui $\underline{L}(j\omega)$, în vederea unei intrări sigure în oscilație.

a) *Oscilatori RC*. La acești oscilatori două metode de stabilizare a amplitudinii sînt mai răspîndite:

1) utilizarea unei reacții negative care conține un rezistor neliniar R_n constituit de obicei din filamentul unui bec cu incandescență (fig. 16.19, a). Tensiunea de reacție V_r la bornele lui R_n are două componente: una datorită tensiunii de ieșire

$$V_2 = \beta V_{ies}, \beta = R_n / (R_n + R_r), X_{cr} \approx 0; \quad (16.75)$$

cealaltă V_1 este datorită curentului care circulă prin tranzistorul T_1 . Având în vedere că $V_2 \gg V_1$, se neglijează componenta V_1 . Evident, dacă R_n ar

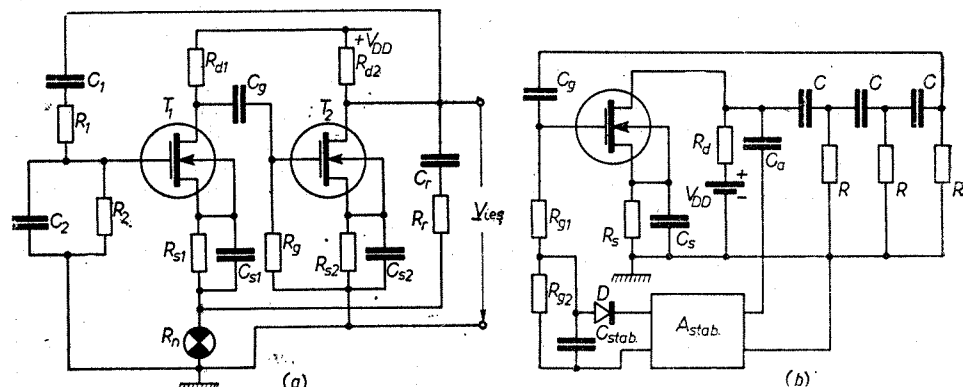


Fig. 16.19. Stabilizarea și limitarea amplitudinii oscilațiilor la oscilatorii RC: a - prin reacție negativă neliniară și inerțială; b - cu amplificator suplimentar și redresor.

fi constant, reacția negativă va stabili numai coeficientul de amplificare, iar amplitudinea oscilațiilor crește până când este limitată de neliniaritățile caracteristicilor statice. Becul cu incandescență constituie un rezistor cu neliniaritate inerțială, din această cauză oscilatorul din figura 16.19, a se numește schemă cu *neliniaritate inerțială*. Descriem pe scurt funcționarea și avantajele acestei scheme. Valoarea lui R_n depinde de temperatura filamentului, iar temperatura este o funcție nu de valoare instantanee, ci de valoarea efectivă a tensiunii de ieșire. Odată cu creșterea valorii efective, crește și valoarea lui R_n , deci și a coeficientului de reacție β , fapt ce duce la micșorarea importanței a coeficientului de amplificare. Drept urmare, amplificatorul funcționează în regiunea liniară; de asemenea, pe durata unei perioade, R_n rămâne constant și oscilatorul se comportă ca un sistem liniar cu parametri constanți. Acest fapt duce, de asemenea, la micșorarea distorsiunilor neliniare ale semnalului de ieșire;

2) utilizarea unei scheme speciale de stabilizare compusă dintr-un amplificator și un redresor (fig. 16.19, b), unde $C_g \gg C$, $R_{g1} \gg R$. În cazul acestei scheme se poate obține o funcționare perfect liniară. Semnalul de ieșire este amplificat de către un amplificator separat, marcat pe schemă prin A_{stab} și aplicat unui redresor cu diodă; tensiunea obținută la bornele capacitorului C_{stab} acționează ca o tensiune de polarizare (negativă) a tranzistorului T_1 . Dacă amplitudinea oscilațiilor la ieșire crește, va crește și tensiunea de negativare care reduce factorul de amplificare în buclă deschisă $L(j\omega)$; reglând coeficientul de amplificare al amplificatorului de stabilizare se poate comanda amplitudinea oscilațiilor la ieșire. Trebuie subliniat că

circuitul de stabilizare constituit din amplificatorul A_{stab} și redresor formează un circuit de reacție propriu, care în anumite condiții poate produce oscilații parazite de frecvență foarte joasă; aceste oscilații pot cauza variații periodice ale amplitudinii semnalului de ieșire.

b) *Oscilatori LC*. Majoritatea oscilatorilor LC funcționează într-un regim puternic neliniar, anume în clasa C, deoarece în această clasă de funcționare, puterea de ieșire și randamentul au valori ridicate. Desigur, forma oscilațiilor este puternic distorsionată și pentru rejectarea armonicilor superioare se utilizează circuite oscilante cu factor de calitate ridicat.

Limitarea amplitudinii oscilațiilor se efectuează pe mai multe căi: neliniaritatea caracteristicilor statice ale dispozitivului electronic, polarizarea terminalului de intrare (poartă, grilă, bază) și în fine, utilizarea unor scheme speciale de stabilizare și limitare a amplitudinii. Faptul că neliniaritatea caracteristicilor limitează amplitudinea oscilațiilor constituie o urmare directă a scăderii valorilor efective ale lui g_m și h_{21} .

Pentru a arăta modul de acționare a tensiunii de polarizare asupra amplitudinii oscilațiilor este necesar să facem unele precizări cu privire la polarizarea dispozitivelor electronice în clasele B și C. Polarizarea terminalului de intrare nu se poate obține prin conectarea grupului de polarizare automată în circuitul sursei, deoarece curentul de drenă este zero cel puțin pentru o jumătate de perioadă: valoarea rezistorului ar fi exagerat de mare. S-ar putea utiliza o sursă separată sau divizoare rezistive, însă această soluție nu este economică și nu asigură o reglare eficientă a amplitudinii oscilațiilor la ieșire.

O metodă larg răspândită în practică pentru polarizarea porții unui tranzistor TECJ este aceea de a conecta un grup de polarizare $C_g R_g$ în circuitul

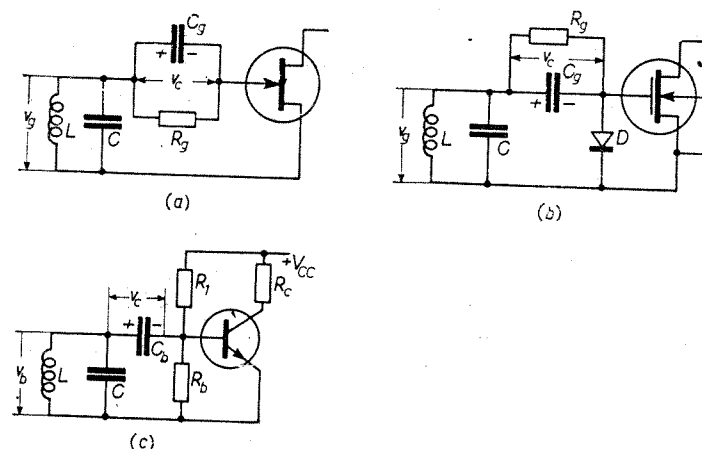


Fig. 16.20. Polarizarea dispozitivelor electronice în clasele B și C: a - tranzistori TECJ și tuburi electronice-grup de polarizare $C_g R_g$; b - tranzistori TECMOs-grupul $C_g R_g$ și o diodă în circuitul de poartă; c - tranzistori bipolari-divizor rezistiv și grupul $C_b R_b$.

de poartă (fig. 16.20, a). Tensiunea de intrare se aplică prin intermediul unui circuit oscilant: în alternanța pozitivă, dioda poartă-canal este polarizată direct și capacitorul C_g se încarcă cu polaritatea indicată; în alternanța nega-

tivă, dioda este polarizată invers și capacitorul se poate descărca numai prin rezistorul R_g . Valoarea capacitorului C_g este suficient de mare, astfel reactanța sa este zero la frecvența semnalului. Dacă R_g este infinit mare, capacitorul C_g se încarcă pînă la $v_c = V_{g\max}$, apoi v_c rămîne constant producînd o negativare foarte puternică astfel încît poarta nu mai poate deveni pozitivă; dacă R_g este de valoare foarte mică, C_g se descarcă aproape total în alternanța negativă, adică tensiunea de negativare nu se menține constantă pe durata unei perioade și este relativ mică. Valoarea lui R_g se alege din condițiile ca negativarea să aibă valoarea cerută și să fie aproximativ constantă.

Atunci cînd amplitudinea oscilațiilor crește, are loc și creșterea tensiunii negative de polarizare, fapt ce duce la limitarea amplitudinii (crescînd tensiunea de negativare scade g_m). Un avantaj important al polarizării cu circuit de poartă este acela că tensiunea de polarizare urmărește variațiile lente ale amplitudinii lui v_g ; dacă, de exemplu, $V_{g\max}$ scade, atunci $v_c = V_{CQ}$ devine mai mic, funcționarea amplificatorului rămînînd aproximativ constantă. Acest fapt constituie în același timp un dezavantaj; de exemplu, dacă v_g devine foarte mic, $V_{CQ} = 0$ și curentul de drenă are valori ridicate care pot distruge tranzistorul ($P_D > P_{D\max}$). Raționamente identice se pot face pentru tuburile electronice.

În cazul tranzistorilor TECMOS, unde nu există curenți de poartă, tensiunea de polarizare se obține prin conectarea unei diode între poartă și sursă. Modul de conectare a diodei în cazul tranzistorilor TECMOS cu canal inițial de tip N este arătat în figura 16.20, b ; în cazul tranzistorilor TECMOS cu canal indus de tip N se inversează sensul de conectare a diodei. Procesele sînt identice cu cele descrise la tranzistorii TECJ.

În cazul tranzistorilor bipolari, circuitul de polarizare este mai complicat datorită faptului că în momentul inițial, cînd v_g și V_{BQ} sînt zero, și curentul de colector este zero, deci tranzistorul este blocat și schema nu intră în oscilație. Din această cauză, circuitul de polarizare constă de obicei din două părți (fig. 16.20, c): divizorul rezistiv R_1, R_b care asigură o polarizare inițială pozitivă și grupul $R_b C_b$ a cărui acțiune este similară cu cea de la tranzistorii

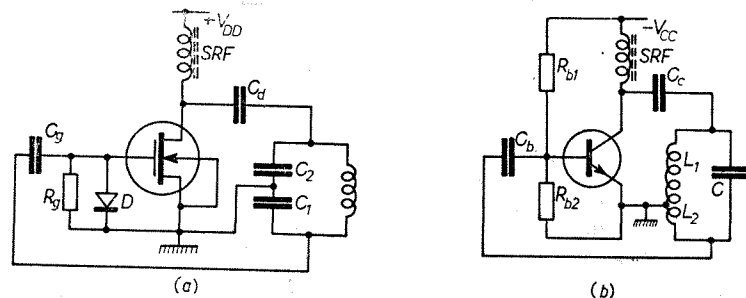


Fig. 16.21. Stabilizarea amplitudinii oscilațiilor la oscilatorii LC:
a — oscilator Colpitts cu tranzistor TECMOS; b — oscilator Hartley cu tranzistor bipolar.

TECJ. Grupul $R_b C_b$ produce o polarizare variabilă care tinde să limiteze amplitudinea oscilațiilor.

Pe baza considerentelor expuse pînă aici au fost elaborate schema de oscilatori LC care funcționează în clasa C, avînd amplitudinea oscilațiilor suficient de stabilă. Două exemple sînt prezentate în figura 16.21, a, b .

În prima schemă (oscilator Colpitts echipat cu tranzistor TECMOS cu canal inițial), limitarea și stabilizarea amplitudinii oscilațiilor se efectuează de către grupul C_g, R_g și dioda D . În al doilea caz (oscilator Hartley echipat cu tranzistor bipolar), polarizarea bazei este asigurată de către divizorul rezistiv R_{b1}, R_{b2} și de grupul C_b, R_{b2} ; stabilizarea amplitudinii oscilațiilor se efectuează cu ajutorul grupului C_b, R_{b2} .

Atunci cînd se cere o stabilizare foarte bună a amplitudinii oscilațiilor se utilizează o schemă specială de stabilizare compusă dintr-un amplificator și un redresor (fig. 16.22). Funcționarea schemei de stabilizare este identică cu cea de la oscilatorul RC. Semnalul de ieșire acționează la intrarea amplificatorului de stabilizare, la ieșirea căruia este conectat un redresor; tensiunea obținută la bornele capacitorului C_{stab} acționează ca o tensiune de polarizare a tranzistorului. Dacă amplitudinea oscilațiilor crește, va crește și tensiunea de polarizare, fapt ce duce la micșorarea lui g_m , deci are loc o stabilizare a amplitudinii oscilațiilor. Reglînd coeficientul de amplificare A_{stab} se poate comanda amplitudinea oscilațiilor la ieșirea oscilatorului. Șocul de radio-frecvență SRF conectat în circuitul de poartă are rolul de a împiedica scurgerea la masă a semnalului alternativ de reacție aplicat pe poarta tranzistorului.

Și aici trebuie subliniat că punerea la punct a circuitului de stabilizare trebuie efectuată cu precauții, deoarece este posibilă apariția unor oscilații parazite de frecvență foarte joasă care produc o variație periodică, foarte lentă, a amplitudinii oscilațiilor.

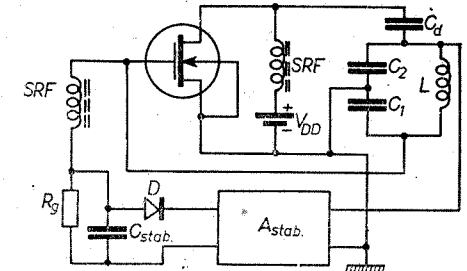


Fig. 16.22. Stabilizarea amplitudinii oscilațiilor cu ajutorul amplificatorului suplimentar și a redresorului.

XVI.5. STABILITATEA FRECVENȚEI OSCILATORILOR

XVI.5.1. Considerații generale

Frecvența de oscilație a unui oscilator dat nu rămîne riguros constantă; ea este influențată de o serie de factori cum ar fi variațiile temperaturii și tensiunilor de alimentare. Parametrii dispozitivului electronic variază în funcție de temperatură, de durată de funcționare (vîrstă), de tensiunile de alimentare și de regimul de funcționare, iar valorile L și C sînt influențate în special de temperatură și umiditate.

Valoarea nominală a frecvenței oscilatorului este determinată în principal de elementele circuitului oscilant. Ne referim, de exemplu, la oscilatorul Colpitts (fig. 16.14, a). Dacă factorul de calitate al circuitului oscilant este suficient de mare, iar rezistența r_a a tranzistorului are o valoare ridicată, atunci relația (16.71) devine

$$\omega_r = \omega_0 = 1/\sqrt{LC}. \quad (16.76)$$

Trebuie ținut seama că C_1 include și capacitatea C_{gs} , iar C_2 include și capacitatea C_{ds} . Deplasarea frecvenței față de valoarea nominală este cauzată de variațiile lui L și C cu temperatura. Atunci cînd este necesară o stabilitate ridicată a frecvenței, se iau măsuri deosebite de termostatare a întregului

oscilator și de stabilizare a tensiunilor de alimentare. La prima vedere, s-ar părea că expresia „ ω , variază datorită variației dimensiunilor bobinei și capacitorului cu temperatura” este banală. Având în vedere însă că ne referim la variații ale frecvenței de ordinul a $10^{-5} \div 10^{-7}$ în raport cu frecvența nominală, rezultă că într-adevăr sînt necesare măsurile deosebite de menținere constantă a temperaturii și umidității. Stabilitatea frecvenței unui oscilator se exprimă prin raportul $\Delta f/f$, care are valori cuprinse între $10^{-4} \div 10^{-8}$ (în cazul generatorilor moleculari se poate ajunge pînă la 10^{-12}).

În schemele obișnuite, variația frecvenței este cauzată în principal de variațiile parametrilor dispozitivului electronic (tranzistor, tub electronic, diodă tunel) cu temperatura, tensiunile de alimentare și punctul de funcționare. Presupunind un circuit oscilant cu Q mare, este valabilă relația (16.76) și frecvența de oscilație poate fi influențată numai de capacitățile C_{gs} și C_{ds} . Dacă se aproximează că C_1 și C_2 variază în aceeași proporție, deplasarea frecvenței față de valoarea nominală se exprimă prin relația

$$\Delta\omega^2 = \frac{1}{L(C + \Delta C)} - \frac{1}{LC} = \frac{-\Delta C}{LC(C + \Delta C)}, \quad (16.77)$$

unde ΔC este variația totală a capacității C ; în general $\Delta C \ll C$ și ultima relație devine

$$\Delta\omega^2/\omega^2 = -\Delta C/C. \quad (16.78)$$

Mărimea ΔC este cauzată de variațiile capacităților C_{gs} și C_{ds} , prin urmare luînd C_1 și C_2 de valori mari, deplasarea relativă a frecvenței scade. Menținerea valorii nominale a frecvenței cînd C_1 și C_2 cresc se poate realiza prin micșorarea inductanței circuitului oscilant; există însă o valoare minimă a inductanței pentru care se mai poate asigura intrarea în oscilație a schemei.

O bună stabilitate a frecvenței se poate obține în cazul oscilatorului Clapp (fig. 16.17), unde C_1 și C_2 pot avea valori foarte mari, deoarece valoarea efectivă a capacității circuitului oscilant este

$$C_{ef} = C_3 C / (C_3 + C), \quad (16.79)$$

unde $C = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$. Presupunind că în acest caz, variația capacității este cauzată numai de variațiile capacităților parazite ale tranzistorului (care sînt incluse în C_1 și C_2) se poate scrie

$$\Delta C_{ef} = \frac{C_3(C + \Delta C)}{C_3 + C + \Delta C} - \frac{C_3 C}{C_3 + C}, \quad (16.80)$$

de unde scoatem

$$\frac{\Delta C_{ef}}{C_{ef}} = \frac{\Delta C}{C} \frac{C_{ef}}{C}. \quad (16.81)$$

Avînd în vedere că la oscilatorul Clapp se poate realiza ușor $C_{ef}/C \ll 1$, rezultă o bună stabilitate a frecvenței.

În cazul cînd dispozitivul electronic funcționează în regim neliniar, parametrii săi vor depinde de gradul de neliniaritate, prin urmare oscilatorii liniari au stabilitatea frecvenței mai bună decît cei neliniari.

XVI.5.2. Oscilatori cu cuarț

În cazul cînd oscilatorul funcționează pe o frecvență fixă se poate realiza o stabilitate foarte ridicată a frecvenței prin utilizarea cristalelor piezoelectrice. Cele mai răspîndite substanțe cristaline cu proprietăți piezoelectrice

sînt: cuarțul, sarea Rochelle, titanatul de bariu, turmalina. Dacă un eșantion din aceste substanțe este supus unor tensiuni mecanice, pe anumite fețe ale eșantionului apare o t.e.m și invers, aplicarea unei t.e.m pe eșantion produce tensionări mecanice. Cel mai pronunțat efect piezoelectric apare la sarea

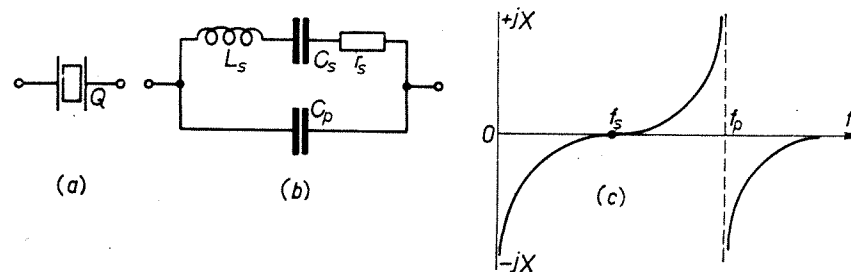


Fig. 16.23. Cristal de cuarț:

a — simbol de reprezentare; b — model linear; c — variația reactanței cu frecvența.

Rochelle care se utilizează larg în dozele de picup. Cele mai bune proprietăți pentru a funcționa în oscilatorii de radiofrecvență le are cuarțul și anume: proprietăți mecanice (elastice) foarte bune, factor de calitate foarte ridicat, o bună stabilitate electrică, slabă dependență de temperatură. Frecvența de rezonanță este în mod esențial determinată de către frecvența de rezonanță mecanică, care este foarte stabilă. Ca urmare a faptului că factorul de calitate efectiv al cristalului de cuarț are valori foarte ridicate, frecvența oscilatorului este determinată în principal de către frecvența de rezonanță a cuarțului. Pentru a mări și mai mult stabilitatea frecvenței, cuarțul se montează într-un termostat. În general, cristalul de cuarț înlocuiește fie circuitul oscilant în întregime, fie inductanța, fie capacitatea sa.

În figura 16.23, a, b sînt arătate simbolul de reprezentare și modelul linear (circuitul electric echivalent) al unui cristal de cuarț; variația reactanței cu frecvența este arătată în figura 16.23, c. După cum rezultă din modelul linear și variația reactanței cu frecvența, la un cristal de cuarț distingem două tipuri de rezonanțe: o rezonanță serie avînd frecvența

$$f_s = 1/2\pi\sqrt{L_s C_s} \quad (16.82)$$

și o rezonanță paralelă a cărei frecvență se deduce din egalitatea

$$X_{L_s} - X_{C_s} = X_{C_p}, \quad (16.83)$$

adică

$$2\pi f_p L_s - 1/2\pi f_p C_s = 1/2\pi f_p C_p, \quad (16.84)$$

de unde

$$f_p = 1/2\pi\sqrt{L_s C}, \quad C = C_s C_p / (C_s + C_p). \quad (16.85)$$

Banda de trecere a cristalului de cuarț se aproximează prin

$$B = f_p - f_s = f_s(\sqrt{1 + C_s/C_p} - 1) \simeq f_s C_s / 2C_p. \quad (16.86)$$

Considerăm un cristal tipic avînd următoarele valori ale elementelor din circuitul echivalent: $L_s = 3,3$ H, $C_s = 0,042$ pF, $C_p = 5,8$ pF, $Q = 23 \cdot 10^3$; înlocuind în (16.82) și (16.86), se obține $f_s = 428$ kHz, $B = 1,35$ kHz. Factorul de calitate al cristalelor de cuarț poate avea valori cuprinse între $Q = 10^4 \div 10^6$.

Înainte de a prezenta câteva scheme concrete de oscilatori cu cuarț sînt necesare unele considerații generale asupra funcționării oscilatorilor. Considerăm schema-bloc a oscilatorului (fig. 16.24, a) constituită din amplifica-

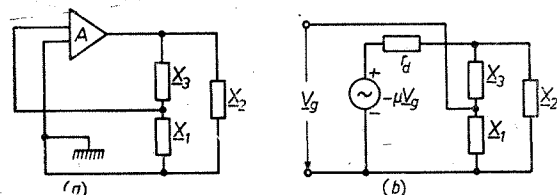


Fig. 16.24. a - Schema-bloc a oscilatorului LC; b - schema echivalentă.

torul A, circuitul oscilant și rețeaua de reacție; schema echivalentă este reprezentată în figura 16.24, b. Coeficientul de amplificare al amplificatorului are expresia

$$\underline{A}_v = \frac{-\mu \underline{Z}_p}{r_a + \underline{Z}_p}, \quad \underline{Z}_p = \frac{\underline{X}_2(\underline{X}_1 + \underline{X}_3)}{\underline{X}_1 + \underline{X}_2 + \underline{X}_3}, \quad (16.87)$$

iar coeficientul de reacție este

$$\beta = \underline{X}_1 / (\underline{X}_1 + \underline{X}_3) \quad (\underline{X}_1 = jX_1, \underline{X}_2 = jX_2, \underline{X}_3 = jX_3). \quad (16.88)$$

Coeficientul de amplificare în buclă deschisă este

$$\begin{aligned} \underline{L}(j\omega) &= \beta \underline{A}_v = \frac{-\mu \underline{Z}_p \underline{X}_1}{(r_a + \underline{Z}_p)(\underline{X}_1 + \underline{X}_3)} = \\ &= \frac{\mu \underline{X}_1 \underline{X}_2}{-X_2(X_1 + X_3) + jr_a(X_1 + X_2 + X_3)}. \end{aligned} \quad (16.89)$$

Condițiile de oscilație sînt satisfăcute cînd $\underline{L}(j\omega) = +1$; pentru aceasta, partea imaginară a lui $\underline{L}(j\omega)$ trebuie să fie zero

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0, \quad -X_2 = X_1 + X_3, \quad (16.90)$$

iar modulul trebuie să fie +1, adică

$$L = \beta A_v = \frac{-\mu X_1}{X_1 + X_3} = \frac{\mu X_1}{X_2}. \quad (16.91)$$

Din ultima relație rezultă că pentru satisfacerea condițiilor de oscilație, reactanțele X_1 și X_2 trebuie să fie de aceeași natură (fie inductivă, fie capacitivă), iar din relația (16.90) rezultă că reactanța X_3 trebuie să fie de natură diferită față de X_1 și X_2 . Pe baza acestor considerații se poate alcătui tabelul XVI.1. De exemplu, în cazul oscilatorului Colpitts, X_1 și X_2 sînt de natură capacitivă, iar X_3 este de natură inductivă. În tabelul XVI.1 s-a introdus

Tabelul XVI.1

X_1	X_2	X_3	Tipul de oscilator
inductanță	inductanță	capacitate	Hartley
capacitate	capacitate	inductanță	Colpitts
cuarț acordat inductiv	circuit oscilant acordat inductiv	capacitate	oscilator Miller
capacitate	capacitate	cuarț acordat inductiv	oscilator Pierce

noțiunea de circuit oscilant sau cristal acordat inductiv. Circuitul oscilant paralel care funcționează pe o frecvență puțin mai mică decît cea de rezonanță, este acordat „inductiv”; la frecvențe puțin mai mari decît cea de rezonanță, circuitul este acordat „capacitiv”.

Descriem pe scurt câteva scheme de oscilatori cu cuarț.

a) *Oscilatorul Pierce* echipat cu tranzistor TECMOS (fig. 16.25, a) constă de fapt dintr-un oscilator Colpitts la care bobina de inductanță este înlocuită prin cristalul de cuarț acordat inductiv, adică frecvența de oscilație este puțin mai mică decît f_p (fig. 16.23, c). Adesea, C_1 și C_2 constau din capacitățile parazite dintre terminalele tranzistorului; totuși, pentru mărirea stabilității frecvenței este de dorit conectarea unor condensatori externi. În figura 16.25, b este reprezentat un oscilator Pierce echipat cu tranzistor bipolar. Oscilatorii Pierce sînt larg utilizați în radiocomunicațiile pe mai multe canale; comutarea diferitelor cristale de cuarț nu necesită reaccordarea oscilatorului.

b) *Oscilatorul Miller* echipat cu tranzistor TECJ (fig. 16.26); reacția pozitivă se realizează prin intermediul capacităților C_{ga} și C_m (de montaj). Circuitul oscilant din drenă și cuarțul sînt acordate inductiv (pentru cuarț se ia o frecvență puțin mai mică decît f_p). După cum este specificat în tabelul XVI.1, dacă X_3 reprezintă o reactanță capacitivă, atunci X_1 (cuarțul) și X_2 (circuitul oscilant din drenă) reprezintă reactanțe inductive. Trebuie observat că oscilatorul Miller este de fapt un oscilator Hartley, la care inductanța de pe care se culege tensiunea de reacție este înlocuită cu cristalul de cuarț. Denumirea de „Miller” provine de la faptul că în componența circuitului oscilant intră capacitatea dinamică de intrare a cărei valoare este mult mărită în comparație cu capacitatea statică, prin efect Miller (vezi cap. XIV).

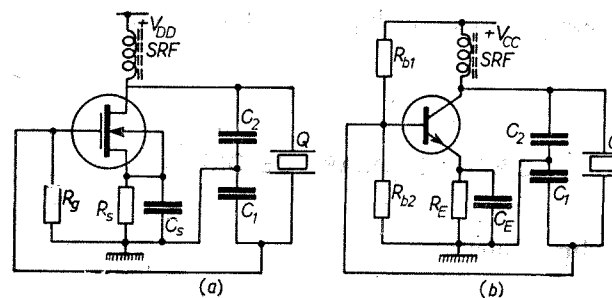


Fig. 16.25. Oscilatori cu cuarț de tip Pierce: a - cu tranzistor TECMOS; b - cu tranzistor bipolar.

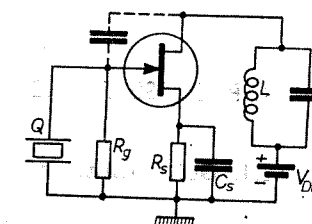


Fig. 16.26. Oscilator cu cuarț de tip Miller cu tranzistor TECJ.

Adesea, în paralel cu cristalul de cuarț se conectează un capacitor variabil de capacitate foarte mică, cu ajutorul căruia se ajustează frecvența de oscilație, în limite foarte mici.

XVII.1. INTRODUCERE

În multe domenii ale tehnicii, — comunicații, telecomenzi și automată, radiolocație, calculatoare electronice și alte sisteme de prelucrare a informației, — se utilizează instalații electronice a căror funcționare se bazează în principal pe prezența sau absența unui semnal. Prin urmare, în aceste instalații se operează cu semnale impuls a căror amplitudine fie că rămâne constantă, fie că ia numai anumite valori (cuantizate). Impulsul de tensiune sau de curent reprezintă un semnal care acționează asupra sistemului (rețelei) pe un interval de timp mai mic sau comparabil cu durata proceselor tranzistorii din sistemul respectiv.

Există mai multe metode de formare a impulsurilor; în capitolul de față, ne oprim în principal asupra metodelor de formare cu ajutorul dispozitivelor electronice. În schemele de formare a impulsurilor (în general, de prelucrare a semnalelor impuls), dispozitivele electronice funcționează în *regim de comutare* caracterizat prin trecerea rapidă a dispozitivului din starea *deblocat* (de conducție) în starea *blocat* și viceversa. Regimul de comutare al dispozitivelor electronice este un regim puternic neliniar și pentru analiza schemelor respective, nu se pot utiliza modele liniare.

Circuitele electronice pentru formarea impulsurilor sînt de două categorii: a) *regenerative* (basculante), în care este prezentă o reacție pozitivă profundă și b) *neregenerative*, în care au loc procese de comutare sub influența unui semnal extern, dar nu este prezentă reacția.

În capitolul de față se prezintă câteva probleme de bază cu privire la comutarea dispozitivelor electronice și funcționarea celor mai răspîndite circuite basculante: multivibratorul, monostabilul, bistabilul, oscilatorul autoblocat. În încheiere se descriu circuitele logice fundamentale și câteva circuite de calcul.

XVII.2. PROCESE TRANZITORII ÎN CIRCUITE LINIARE DE ORDIN I

XVII.2.1. Generalități asupra impulsurilor

Impulsurile înglobează o categorie foarte largă de semnale de diferite forme, care pot fi *aperiodice* sau *periodice*, avînd perioada relativ mare în raport cu durata. Un criteriu mai precis de apartenență a unui semnal la categoria „impulsuri” este următorul. Cînd semnalul respectiv acționează asupra unui circuit avînd constanta de timp τ_0 , semnalul răspuns dispăre cu o anumită întârziere după anularea semnalului excitație. Dacă durata semnalului excitație este mică în comparație cu τ_0 , iar perioada sa este sufi-

cient de mare în raport cu τ_0 , atunci semnalul poate fi considerat impuls; în acest caz se poate considera că procesele din circuit sînt determinate în principal de un singur impuls din secvența (succesiunea periodică) aplicată la intrare.

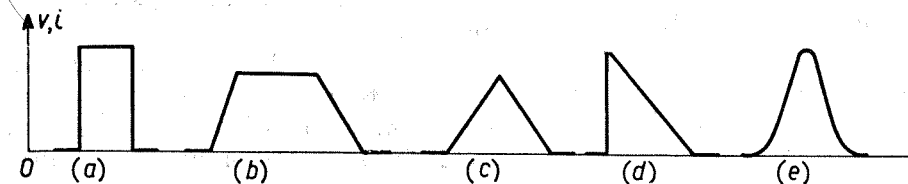


Fig. 17.1. Tipuri de impulsuri (video).

Există o mare varietate de impulsuri (fig. 17.1): (a) dreptunghiular, (b) trapezoidal, (c, d) triunghiular, (e) de tip clopot etc; impulsurile reprezentate în această figură sînt denumite, de obicei, *impulsuri video*. Tot în categoria impulsuri intră și *impulsurile radio* (fig. 17.2) care constau din pachete de sinusoidă.

Un singur impuls poate fi caracterizat printr-un grup de parametri de bază. Referindu-ne la impulsul trapezoidal (fig. 17.3), acești parametri sînt: amplitudinea impulsului A măsurată la nivelul palierului, durata impulsului τ_i măsurată la nivelul 0,5 A , durata frontului anterior t_r , durata frontului posterior t_d . Atunci cînd la intrarea unui circuit se aplică un impuls dreptunghiular ideal, la ieșire se obține un impuls deformat datorită acțiunii elementelor reactive din circuit (fig. 17.4, a). Acest impuls real poate fi caracterizat prin următorii parametri de bază: amplitudinea impulsului A , durata impulsului τ_i măsurată la nivelul 0,5 A , durata frontului anterior t_r măsurată între

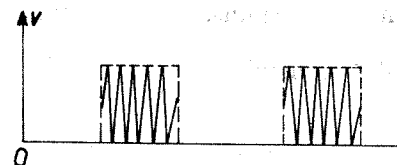


Fig. 17.2. Impulsuri radio.

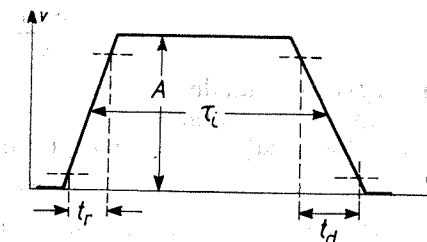


Fig. 17.3. Impuls trapezoidal.

nivelele 0,1 A și 0,9 A (uneori, între 0,05 A și 0,95 A), durata frontului posterior t_d măsurată între nivelele 0,9 A și 0,1 A , descreșterea palierului ΔA , amplitudinea saltului invers A_0 , durata de dispariție a saltului invers Δt_0 (durată

de revenire), timpul de întârziere t_{in} măsurat între momentul aplicării impulsului de intrare și momentul când impulsul de ieșire atinge nivelul 0,5 A. Adesea, impulsul prezintă și supracreșteri (fig. 17.4, b); în acest caz, pentru caracterizarea completă a impulsului se mai folosesc doi parametri și anume, amplitudinea supracreșterii ε și numărul de perioade până la dispariția supracreșterii.

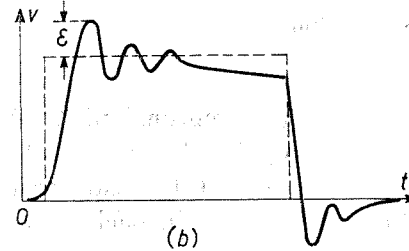
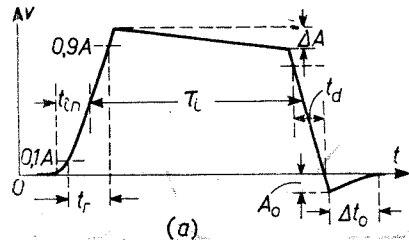


Fig. 17.4. Deformarea unui impuls dreptunghiular după trecerea printr-un circuit, definirea parametrilor de bază.

O succesiune de impulsuri (fig. 17.5) este caracterizată de obicei prin: durata impulsului τ_i , perioada T (sau frecvența $f = 1/T$) și coeficientul de umplere $Q = \tau_i/T$.

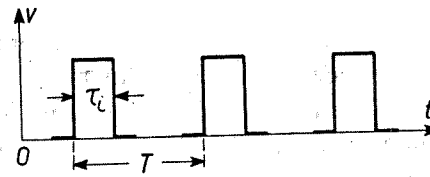


Fig. 17.5. Succesiune de impulsuri.

XVII.2.2. Procese tranzitorii în circuite de ordin I. Exemple

Prin circuite de ordin I se înțeleg circuite liniare care conțin elemente reactive de un singur tip, fie condensatori, fie bobine de inductanță. Dat fiind că în cazul circuitelor basculante și logice se utilizează aproape exclusiv circuite de ordin I, prezentăm aici câteva formule simple pentru determinarea răspunsului la semnale impuls standard și pentru determinarea unor intervale de timp.

Procesele tranzitorii din circuitele de ordin I pot fi descrise printr-o ecuație diferențială de ordinul întâi scrisă sub forma generală

$$\tau \frac{dx(t)}{dt} + x(t) = z(t), \quad (17.1)$$

unde $z(t)$ este semnalul de excitație, $x(t)$ este semnalul răspuns, τ este constanta de timp a circuitului.

Soluția ecuației (17.1) conține în general doi termeni

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t), \quad (17.2)$$

unde $x_1(t)$ este soluția particulară determinată de semnalul aplicat $z(t)$, iar $x_2(t)$ reprezintă soluția generală a ecuației omogene

$$\tau \frac{dx_2(t)}{dt} + x_2(t) = 0. \quad (17.3)$$

Soluția ecuației (17.3) este de forma

$$x_2(t) = Ae^{mt} = Ae^{-t/\tau}, \quad (17.4)$$

unde A este o constantă de integrare, iar $m = -1/\tau$ este soluția ecuației caracteristice. Deci (17.2) se scrie

$$x(t) = x_1(t) + Ae^{-t/\tau}, \quad (17.5)$$

în care $x_1(t)$ este determinată de forma semnalului aplicat, iar A și τ sînt determinate de structura circuitului.

Considerăm cazul deosebit de frecvent în practică când $z(t)$ reprezintă un semnal treaptă

$$z(t) = \begin{cases} z_0, & t \geq 0, \\ 0, & t < 0, \end{cases} \quad (17.6)$$

deci pentru intervalul care ne interesează $t \geq 0$, avem $z(t) = z_0 = \text{const.}$ În acest caz, soluția particulară x_1 este constantă și egală cu z_0 după cum rezultă din (17.1).

După aplicarea semnalului la intrare, într-un interval de timp comparabil cu constanta de timp, în circuit au loc procese tranzitorii, apoi treptat se stabilește regimul permanent; pentru intervale de timp $t \gg T$, se poate considera că în circuit s-a stabilit complet regimul permanent când x_1 reprezintă tocmai soluția căutată. Punind în (17.5) $t = \infty$, rezultă $x_1 = x(\infty)$, deci se poate scrie

$$x(t) = x(\infty) + Ae^{-t/\tau}; \quad (17.7)$$

dacă în ultima relație punem $t = 0$, se obține $A = x(0) - x(\infty)$ și (17.5) devine

$$x(t) = x(\infty) + [x(0) - x(\infty)]e^{-t/\tau}. \quad (17.8)$$

Din ultima relație rezultă o concluzie importantă: comportarea în regim tranzitoriu a circuitelor de ordin I atunci când la intrare se aplică semnalul treaptă este complet determinată, dacă se cunosc valorile inițiale și finale $x(0)$, $x(\infty)$ ale răspunsului; aceste valori se pot determina, de exemplu, prin aplicarea legilor lui Kirchhoff.

În practică este necesar să se determine intervalul de timp Δt în limitele căruia semnalul răspuns crește (scade) de la nivelul $x(t_1)$ la nivelul $x(t_2)$ (fig. 17.6). Ținând seama de (17.8), se poate scrie

$$x(t_1) = x(\infty) + [x(0) - x(\infty)]e^{-t_1/\tau},$$

$$t_1 = \tau \ln \frac{x(\infty) - x(0)}{x(\infty) - x(t_1)}, \quad (17.9)$$

$$x(t_2) = x(\infty) + [x(0) - x(\infty)]e^{-t_2/\tau}, \quad t_2 = \tau \ln \frac{x(\infty) - x(0)}{x(\infty) - x(t_2)}, \quad (17.10)$$

deci

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \tau \ln \frac{x(\infty) - x(t_1)}{x(\infty) - x(t_2)}. \quad (17.11)$$

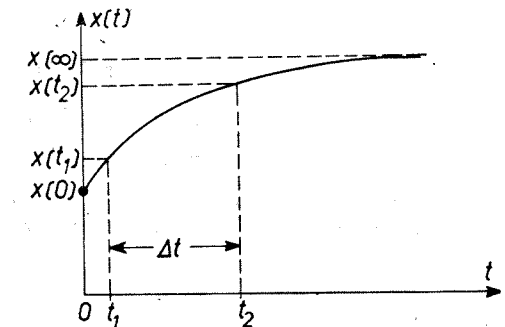


Fig. 17.6. Determinarea unor intervale de timp pe semnalul răspuns.

Utilizând ultima relație, determinăm de exemplu durata frontului anterior a semnalului din figura 17.6. Luând $x(t_1) = x(0) + 0,4[x(\infty) - x(0)]$ și $x(t_2) = x(0) + 0,9[x(\infty) - x(0)]$ se obține

$$\Delta t = t_r = \tau \ln 0,9/0,4 \approx 2,2\tau; \quad (17.12)$$

dacă t_r se socotește între nivelele $x(t_1) = x(0) + 0,05[x(\infty) - x(0)]$ și $x(t_2) = x(0) + 0,95[x(\infty) - x(0)]$ se obține

$$\Delta t = t_r = \tau \ln 0,95/0,05 \approx 3\tau. \quad (17.13)$$

În continuare, aplicăm relațiile obținute mai sus la circuitele de ordin I mai răspândite în practică.

a) *Circuite de integrare.* Considerăm circuitul RC (fig. 17.7, a) la intrarea căruia se aplică semnalul treaptă (fig. 17.8, a)

$$v(t) = \begin{cases} V, & t \geq 0, \\ 0, & t < 0, \end{cases} \quad (17.14)$$

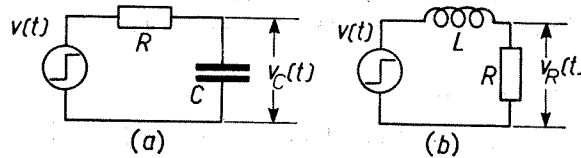


Fig. 17.7. Circuite de integrare:
a - RC; b - RL.

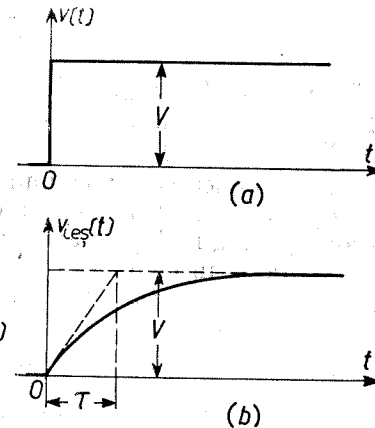


Fig. 17.8. a - Semnalul treaptă (excitație); b - semnalul răspuns.

iar semnalul răspuns este tensiunea $v_{ies}(t) = v_C(t)$ la bornele capacitorului. Avem succesiv

$$i(t)R + v_C(t) = v(t), \quad (17.15)$$

$$i(t) = i_C = C \, dv_C(t)/dt, \quad (17.16)$$

$$\tau \frac{dv_C(t)}{dt} + v_C(t) = v(t), \quad \tau = RC. \quad (17.17)$$

Ultima relație este similară cu (17.1) și are soluția

$$v_C(t) = v_C(\infty) + [v_C(0) - v_C(\infty)]e^{-t/\tau}. \quad (17.18)$$

Considerînd că la momentul $t = 0$, capacitorul este complet descărcat, $v_C(0) = 0$, iar la momentul $t = \infty$, capacitorul este complet încărcat, $v_C(\infty) = V$, se obține

$$v_{ies}(t) = v_C(t) = V(1 - e^{-t/\tau}) \quad (17.19)$$

al cărei grafic este reprezentat în figura 17.8, b.

În mod similar, pentru circuitul RL (fig. 17.7, b), considerînd că tensiunea de ieșire este $v_{ies}(t) = v_R(t)$ avem

$$v_R(t) + v_L(t) = v(t), \quad (17.20)$$

$$v_L(t) = L \, di(t)/dt = (L/R) \, dv_R(t)/dt, \quad (17.21)$$

$$\tau \frac{dv_R(t)}{dt} + v_R(t) = v(t), \quad \tau = L/R. \quad (17.22)$$

Soluția ultimei ecuații este de forma (17.18); punînd condițiile la limită $v_R(0) = 0$, $v_R(\infty) = V$ rezultă

$$v_{ies}(t) = v_R(t) = V(1 - e^{-t/\tau}). \quad (17.23)$$

b) *Circuite de derivare.* Considerăm mai întii circuitul RC (fig. 17.9, a) la intrarea căruia se aplică semnalul treaptă, iar semnalul răspuns se culege la bornele rezistorului. Avem succesiv ($dv(t)/dt = 0$)

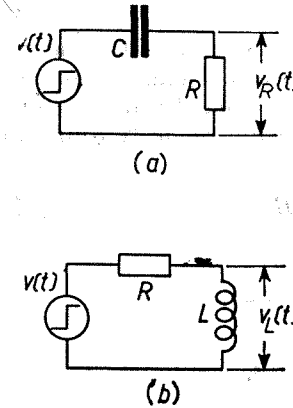


Fig. 17.9. Circuite de derivare:
a - RC; b - RL

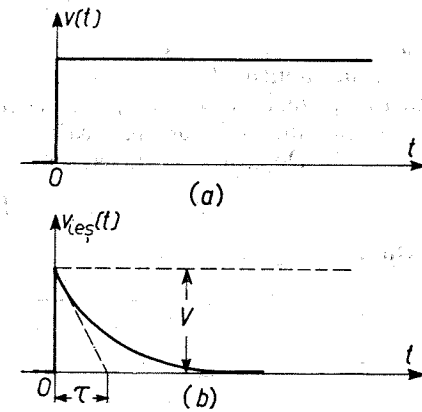


Fig. 17.10. Semnalele de excitație și răspuns pentru circuitul de derivare.

$$v_C(t) + v_R(t) = v(t). \quad (17.24)$$

$$v_C(t) = \frac{1}{C} \int i(t) \, dt = \frac{1}{RC} \int v_R(t) \, dt, \quad (17.25)$$

$$\tau \frac{dv_R(t)}{dt} + v_R(t) = 0, \quad \tau = RC. \quad (17.26)$$

Soluția ultimei ecuații este de forma (17.18); punînd condițiile la limită, $v_R(0) = V$, $v_R(\infty) = 0$, rezultă

$$v_{ies}(t) = v_R(t) = Ve^{-t/\tau} \quad (17.27)$$

al cărei grafic este reprezentat în figura 17.10, b.

În mod similar pentru circuitul RL din figura 17.9, b avem

$$v_R(t) + v_L(t) = v(t), \quad (17.28)$$

$$v_R(t) = i(t)R = \frac{R}{L} \int v_L(t) \, dt, \quad (17.29)$$

$$\tau \frac{dv_L(t)}{dt} + v_L(t) = 0, \quad \tau = L/R. \quad (17.30)$$

Punînd în ultima ecuație condițiile la limită $v_L(0) = V$, $v_L(\infty) = 0$ se obține

$$v_{ies}(t) = v_L(t) = Ve^{-t/\tau}. \quad (17.31)$$

c) *Circuit RC cu mai mulți rezistori* (fig. 17.11). La circuitele mai complicate conținînd mai multe elemente reactive de același tip sau mai mulți rezis-

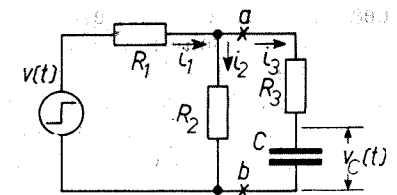


Fig. 17.11. Exemplu de circuit RC de ordin I cu mai mulți rezistori.

tori, adesea nu este necesar să se scrie ecuațiile diferențiale. Pornindu-se de la soluția generală (17.18), se poate scrie direct expresia semnalului de ieșire; pentru aceasta trebuie determinate valoarea inițială, valoarea finală și constanta de timp. În cazul circuitului din figura 17.11, constanta de timp se determină urmărind circuitul de încărcare sau descărcare a capacitorului, presupunându-se că generatorul de semnal este scurtcircuitat; se găsește expresia

$$\tau = C(R_3 + R_1 \parallel R_2). \quad (17.32)$$

Presupunind că semnalul de ieșire este $v_{ies}(t) = v_c(t)$ avem următoarele valori limită: la momentul $t = 0$ se consideră că la bornele capacitorului avem tensiunea V_{CO} , deci $v_c(0) = V_{CO}$; la momentul $t = \infty$, capacitorul este complet încărcat și tensiunea la bornele sale este egală cu căderea de tensiune între punctele a , b . Deoarece în acest caz, $i_3 = 0$, avem

$$v_c(\infty) = V_{ab} = VR_2/(R_1 + R_2), \quad (17.33)$$

prin urmare se poate scrie

$$\begin{aligned} v_{ies}(t) = v_c(t) &= \frac{VR_2}{R_1 + R_2} + \left(V_{CO} - \frac{VR_2}{R_1 + R_2} \right) e^{-t/\tau} = \\ &= \frac{VR_2}{R_1 + R_2} (1 - e^{-t/\tau}) + V_{CO} e^{-t/\tau}. \end{aligned} \quad (17.34)$$

XVII.3. DISPOZITIVELE ELECTRONICE ÎN REGIM DE COMUTARE

XVII.3.1. Funcționarea dispozitivelor electronice în regiunile neliniare

Spre deosebire de regimul de semnal mic, în care dispozitivele electronice puteau fi înlocuite prin modele liniare, în regimurile de comutare se operează cu semnale mari, deci dispozitivul funcționează și în porțiunile puternic neliniare ale caracteristicilor statice.

În regim de comutare, dispozitivul electronic efectuează treceri succesive (în ambele sensuri) între două stări limită: 1) *starea de blocare*, în care curentul prin dispozitiv este foarte mic (în practică se consideră egal cu zero), iar tensiunea la terminalele de ieșire este mare; deci, această stare echivalează cu un comutator deschis; 2) *starea de deblocare* (conducție), în care tensiunea la terminalele de ieșire este mică, iar curentul prin dispozitiv are valori relativ mari; această stare echivalează cu un comutator închis. În timpul comutării, punctul de funcționare se deplasează pe caracteristica dinamică traversând atât porțiunile liniare, cât și cele neliniare ale caracteristicilor statice.

Pentru a ilustra acest lucru, ne referim, de exemplu, la un tranzistor bipolar în conexiune EC ale cărui caracteristici statice de ieșire sînt reprezentate în figura 17.12, a . Panta caracteristicii dinamice este determinată de valoarea rezistorului din circuitul de colector. În starea de blocare, marcată prin punctul 1, ambele joncțiuni sînt polarizate invers; curentul prin tranzistor, egal cu I_{CBO} , are o valoare foarte mică, iar tensiunea între colector și emitor este aproximativ egală cu tensiunea de alimentare V_{CC} . În starea de deblocare (conducție), marcată prin punctul 2, curentul prin tranzistor are o valoare ridicată,

iar tensiunea V_1 dintre colector și emitor este foarte mică. De obicei, valorile elementelor schemei se aleg astfel încît la tranzistorii bipolari, starea de deblocare să corespundă regiunii de saturație, cînd ambele joncțiuni sînt

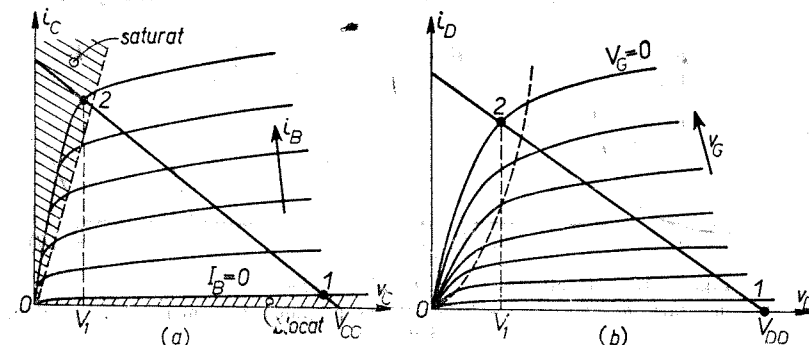


Fig. 17.12. Stările de blocare și deblocare ale dispozitivelor electronice: a — tranzistor bipolar; b — tranzistor TECJ.

polarizate direct (regim de comutare „saturat”); există scheme la care punctul 2 se găsește în regiunea activă (regim de comutare „nesaturat”).

În cazul tranzistorilor TECJ (fig. 17.12, b), în starea de blocare marcată prin punctul 1, tensiunea de poartă este mai mare decît cea de prag, astfel curentul de drenă este zero, iar tensiunea de drenă este aproximativ egală cu V_{DD} . Starea de deblocare, marcată prin punctul 2 este caracterizată prin curenți de drenă relativ mari și tensiuni de drenă mici.

Trebuie subliniat că prin aplicarea pe terminalul de intrare (bază, poartă, grilă) a unui semnal impuls de formă dreptunghiulară (de exemplu, semnal treaptă) cu front anterior foarte abrupt, dispozitivul electronic nu comută instantaneu din starea de blocare în cea de deblocare (sau viceversa). În fiecare dispozitiv electronic există anumite cauze specifice care fac ca trecerea dintr-o stare în alta să decurgă într-un interval de timp Δt finit, determinat de natura proceselor fizice interne.

Prin urmare, funcționarea dispozitivului electronic în regim de comutare poate fi caracterizată prin trei factori: 1) starea de deblocare, care poate fi stare inițială sau stare finală, 2) starea de blocare și 3) procesul de comutare. Stările de deblocare și de blocare sînt stări *statice*, în timp ce comutarea propriu-zisă reprezintă un proces *dinamic*.

XVII.3.2. Scheme echivalente pentru stările statice

Prin trecerea din starea de blocare în cea de deblocare (și viceversa), punctul de funcționare traversează atât porțiunile liniare, cât și cele neliniare ale caracteristicilor statice, deci comportarea dispozitivului nu poate fi descrisă printr-un singur model, deoarece acesta ar fi extrem de complicat. În mod curent, pentru descrierea dispozitivului în acest regim de funcționare se folosesc *modele liniarizate pe porțiuni*. Dat fiind că modelele corespunzătoare regiunii active (liniare) au fost descrise în capitolul XIII, aici ne oprim numai asupra modelelor corespunzătoare stărilor de blocare și deblocare.

a) *Diode semiconductoare.* Caracteristica statică experimentală a unei diode medii este arătată în figura 17.13, a. În funcție de precizia cerută în calcule, modelele liniarizate pe porțiuni pot avea diferite configurații. Astfel, considerând o diodă ideală la polarizări inverse, se neglijează curentul

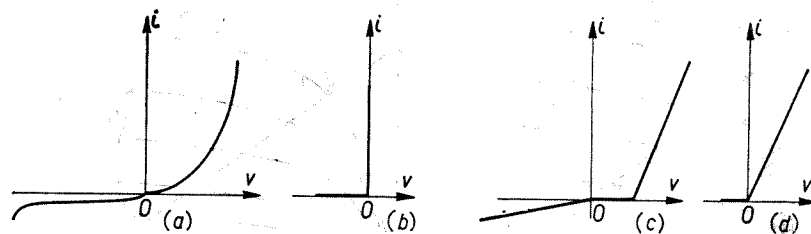


Fig. 17.13. Caracteristici statice ale diodei semiconductoare:
a - experimentală; b - ideală; c - liniarizată pe porțiuni; d - liniarizată pe porțiuni, simplificată.

prin diodă, iar la polarizări directe se neglijează căderea de tensiune pe diodă (rezistența directă a diodei este zero). O astfel de diodă reprezintă un comutator ideal: în starea de blocare, comutatorul este deschis, fiind descris de relațiile $V < 0, I = 0$; în starea de deblocare, comutatorul este închis și este descris de relațiile $I > 0, V = 0$. Caracteristica statică corespunzătoare diodei ideale este reprezentată în figura 17.13, b.

În realitate, curentul invers prin diodă are o valoare diferită de zero și crește odată cu tensiunea inversă; drept urmare, în starea de blocare, dioda este descrisă de modelul din figura 17.14, a, unde I_0 reprezintă curentul invers la tensiuni relativ mici și are o valoare constantă. Curentul care circulă prin diodă este

$$I_{inv} = I_0 + V_{inv}/R_{inv} \quad (17.35)$$

În starea de conducție, distingem două regiuni: pentru tensiuni directe mai mici decât tensiunea prag V_p , curentul direct este aproximativ zero; la tensiuni mai mari decât V_p , curentul are o creștere aproximativ liniară în funcție de tensiune. Panta drepte este determinată de rezistența directă

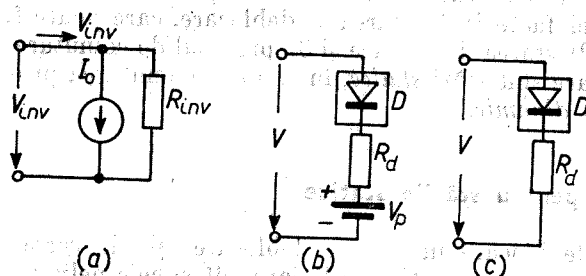


Fig. 17.14. Scheme echivalente (modele) pentru dioda semiconductoare;
a - stare de blocare; b - stare de deblocare; c - stare de deblocare simplificată.

a diodei R_d , care include rezistența diferențială a diodei și rezistența ohmică a contactelor și regiunilor neutre. Modelul liniar pentru starea de deblocare este arătat în figura 17.14, b (dioda ideală se încadrează într-un dreptunghi). Tensiunea directă are două componente

$$V = V_p + IR_d \quad (17.36)$$

În urma precizărilor făcute, caracteristica statică experimentală poate fi aproximată prin caracteristica liniarizată pe porțiuni din figura 17.13, c. În multe aplicații practice unde se lucrează cu semnale mari se poate neglija V_p și I_{inv} ; pentru polarizări directe rezultă modelul din figura 17.14, c, iar caracteristica statică se aproximează ca în figura 17.13, d.

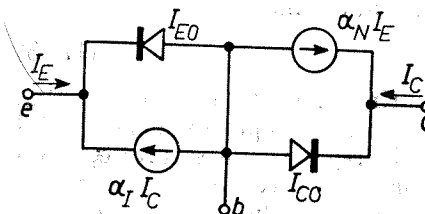


Fig. 17.15. Modelul static general (Ebers-Moll) al tranzistorului bipolar în conexiune BC.

b) *Tranzistori bipolari.* Stările statice de blocare și deblocare ale tranzistorilor bipolari pot fi caracterizate, în general, prin ecuațiile Ebers-Moll (vezi cap. III) care pot fi scrise sub forma

$$I_E = -\alpha_I I_C + I_{EO}(e^{V_{EB}/V_T} - 1), \quad (17.37)$$

$$I_C = -\alpha_N I_E + I_{CO}(e^{V_{CB}/V_T} - 1), \quad (17.38)$$

unde I_{EO} și I_{CO} reprezintă curenții de tăiere (reziduali) pentru emitor, respectiv colector și au expresiile

$$I_{EO} = (1 - \alpha_N \alpha_I) I_{SE}, \quad (17.39)$$

$$I_{CO} = (1 - \alpha_N \alpha_I) I_{SC}. \quad (17.40)$$

Curenții I_{SE} și I_{SC} reprezintă curenții de saturație pentru joncțiunea de emitor, respectiv colector, când cealaltă joncțiune este în scurtcircuit. Modelul static pentru un tranzistor NPN în conexiune BC definit de relațiile (17.37), (17.38) este arătat în figura 17.15.

În practică se utilizează de obicei modele aproximative, separat pentru starea de blocare, respectiv deblocare. Considerăm un tranzistor NPN în conexiune EC. Pentru starea de blocare, când ambele joncțiuni sînt polarizate invers, circuitele de intrare și ieșire pot fi privite ca diode separate, polarizate invers; modelul corespunzător este arătat în figura 17.16, a; curenții care

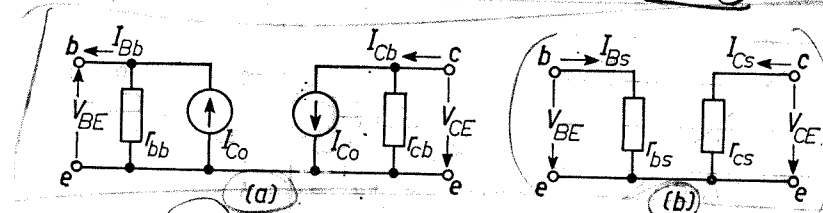


Fig. 17.16. Modele pentru tranzistorul bipolar în conexiune EC:
a - stare de blocare; b - stare de saturație.

circulă prin circuitul de intrare, respectiv de ieșire sînt

$$I_{Bb} \simeq I_{CO} + V_{Bb}/r_{bb}, \quad (r_{bb} \gg h_{11e}) \quad (17.41)$$

$$I_{Cb} \simeq I_{CO} + V_{Cb}/r_{cb}, \quad (r_{cb} \simeq r_c = 1/h_{22e}) \quad (17.42)$$

Se admite în general că cele două circuite sînt independente. Δ

În starea de deblocare distingem regiunea activă și regiunea de saturație. Referindu-ne numai la regiunea de saturație unde ambele joncțiuni sînt polarizate direct, tranzistorul poate fi reprezentat prin modelul din figura 17.16, c. De această dată, circuitele de intrare și ieșire nu sînt independente; curentul de colector depinde de curentul de bază, anume

$$I_c = \beta I_B \quad (17.43)$$

Caracteristicile statice sînt approximate prin segmente de dreaptă (fig. 17.17): în regiunea activă, caracteristicile reprezintă drepte paralele și echi-distante, panta lor fiind determinată de r_c ; în regiunea de saturație, toate caracteristicile coincid, fiind reprezentate printr-o dreaptă a cărei pantă este determinată de r_{cs} . Tensiunea de alimentare se aplică pe colector prin intermediul rezistorului R_c , iar semnalul de intrare se aplică prin intermediul rezistorului R_b (fig. 17.18, a). În starea de saturație, rezistențele r_{bs} și r_{cs} sînt foarte mici, astfel încît se poate aproxima că tensiunile V_{CC} și V_{BB} cad pe R_c și R_b , deci $V_{BEs} \approx 0$, $V_{CEs} \approx 0$ ($V_{CEs} < V_{BEs}$) și tranzistorul poate fi reprezentat printr-un punct echipotențial sau de conexiune (fig. 17.18, b). Curentul de colector are expresia

$$I_{Cs} = \frac{V_{CC} - V_{CEs}}{R_c} \approx \frac{V_{CC}}{R_c} \quad (17.44)$$

fiind determinat de tensiunea de alimentare și rezistorul de colector. Dar regimul de saturație este asigurat cînd

$$I_{Cs} \lesssim \beta I_{Bs}, \quad (17.45)$$

de unde, ținînd cont de (17.44), rezultă

$$I_{Bs} \lesssim V_{CC}/\beta R_c. \quad (17.46)$$

Ultima relație constituie un criteriu de saturație a tranzistorului bipolar. Atunci cînd I_B este mult mai mare decît valoarea limită care asigură saturația,

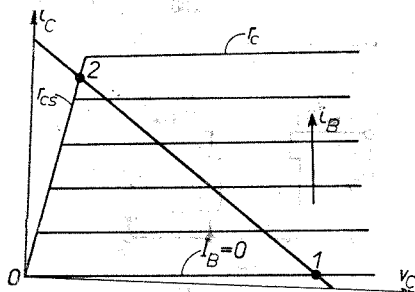


Fig. 17.17. Aproximarea caracteristicilor statice prin segmente de dreaptă.

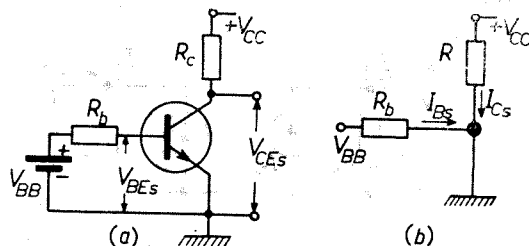


Fig. 17.18. Tranzistorul bipolar în regim de saturație:

a - schema de alimentare; b - punct de conexiune.

pentru caracterizarea gradului de suprasaturație se introduce *coeficientul de suprasaturație*.

$$\gamma_s = \frac{I_B - I_{Bs}}{I_{Bs}} = \frac{\beta I_B - I_{Cs}}{I_{Cs}}. \quad (17.47)$$

c) *Tranzistori cu efect de câmp*. În stările de blocare și deblocare, tranzistorii TECJ și TECMOS diferă numai în ce privește circuitul de intrare, anume, la tranzistorul TECMOS, acest circuit constituie totdeauna un comutator ideal deschis.

Ne oprim asupra tranzistorului TECJ cu canal N în conexiune ȘC. În starea de blocare, circuitul de intrare reprezintă o diodă polarizată invers

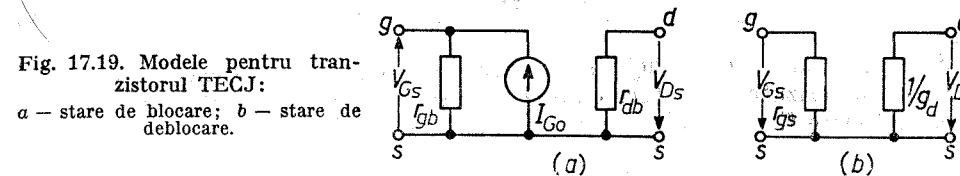


Fig. 17.19. Modele pentru tranzistorul TECJ:

a - stare de blocare; b - stare de deblocare.

(fig. 17.19, a), iar circuitul de ieșire constă din rezistența r_{db} . Avînd în vedere că rezistențele r_{pb} și r_{db} au valori foarte mari, în practică se aproximează că în starea de blocare, tranzistorul TECJ constă din două circuite deschise. În starea de deblocare avem $V_G < V_P$ și prin tranzistor trece curentul I_D .

Procedînd la liniarizarea pe porțiuni a caracteristicilor statice (fig. 17.20) se poate aproxima că în regiunea activă (canal strangulat), caracteristicile sînt drepte paralele avînd panta determinată de $r_{as} = 1/g_{as}$. Porțiunea din stînga cotului corespunde regiunii nesaturate (canal deschis) și caracteristicile au fost approximate printr-o singură dreaptă de pantă g_{ain} (valoare mediată). Modelul corespunzător stării de deblocare este arătat în figura 17.19, b: dacă punctul de funcționare (2) se află la stînga cotului, avem $g_a = g_{ain}$, iar dacă punctul de funcționare (2') se află la dreapta cotului, $g_a = g_{as}$. În primul caz, curentul I_D depinde de V_G și V_D , în al doilea caz, curentul I_D depinde în principal de V_G . Trebuie subliniat că spre deosebire de tranzistorii bipolari, la tranzistorii TEC, tensiunea de drenă corespunzătoare stării de deblocare are valori relativ mari.

XVII.3.3. Procese de comutare a dispozitivelor electronice

A) *Comutarea diodelor semiconductoare*. Procesele de comutare din diodele cu joncțiuni și tranzistorii bipolari pot fi descrise cu suficientă precizie, considerînd dispozitivul ca un *element controlat prin sarcină*. Cînd dioda este polarizată direct,

de fiecare parte a regiunii de trecere se acumulează purtători minoritari în exces care dau naștere unor sarcini în exces (vezi II.3.4). Între sarcina în exces și curentul care circulă prin diodă există o dependență liniară. Referindu-ne deocamdată numai la regiunea N , în baza relației (2.63) se poate scrie

$$Q_p = L_p^2 I_p / D_p = \tau_p I_p, \quad (17.48)$$

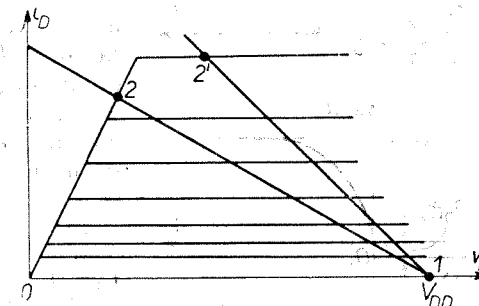


Fig. 17.20. Aproximarea caracteristicilor statice prin segmente de dreaptă.

din care scoatem

$$I_p = Q_p / \tau_p \quad (17.49)$$

unde τ_p reprezintă timpul de viață al gurilor în regiunea N .

Ecuatia (17.49) este valabilă în regim staționar cînd Q_p și I_p nu variază în timp. Dacă însă curentul și sarcina în exces variază în timp, ecuația (17.49) se generalizează sub forma

$$i_p(t) = \frac{Q_p(t)}{\tau_p} + \frac{dQ_p(t)}{dt} \quad (17.50)$$

adică, variația sarcinii $dQ_p(t)/dt$ are două cauze: procesele de recombinare caracterizate prin termenul $Q_p(t)/\tau_p$ și trecerea curentului $i_p(t)$. Ultima ecuație poate fi pusă sub o formă similară cu (17.1)

$$\tau_p \frac{dQ_p(t)}{dt} + Q_p(t) = \tau_p i_p(t) \quad (17.51)$$

1) **Comutare directă.** Presupunem că dioda este alimentată de la un generator de curent constant (fig. 17.21, a). Atît timp cît curentul este negativ (fig. 17.21, b), dioda este polarizată invers și în ea se acumulează o sarcină în exces negativă (ne referim la regiunea N), de valoare mică (fig. 17.21, c), deoarece I_1 are o valoare mică. În momentul $t = 0$, curentul variază instantaneu de la $-I_1$ la $+I_0$, dioda se polarizează direct și începe acumularea unei sarcini pozitive în exces. Pentru aflarea modului de variație a sarcinii, scriem soluția ecuației (17.51)

$$Q_p(t) = Q_p(\infty) + [Q_p(0) - Q_p(\infty)]e^{-t/\tau_p} \quad (17.52)$$

Observînd că în cazul nostru, $Q_p(0) = -k_0\tau_p I_1$, $Q_p(\infty) = k_0\tau_p I_0$, se obține

$$Q_p(t) = k_0\tau_p I_0(1 - e^{-t/\tau_p}) - k_0\tau_p I_1 e^{-t/\tau_p} \quad (17.53)$$

a cărei variație este arătată în figura 17.21, c; factorul k_0 definește fracțiunea curentului de guri din curentul total (în cazul joncțiunilor P^+N , $k_0 \simeq 1$). Deși curentul a variat brusc, comutarea diodei între cele două stări statice decurge în timpul t_r determinat din relația

$$t_r = \tau_p \ln \frac{Q_p(\infty) - Q_p(t_1)}{Q_p(\infty) - Q_p(t_2)} \quad (17.54)$$

Luînd $Q_p(t_1) \simeq 0$, $Q_p(t_2) = 0,9 Q_p(\infty)$, timpul de comutare directă t_r devine $t_r \simeq 2,3 \tau_p$.

În schemele obișnuite, dioda este alimentată de la un generator de tensiune constantă în serie cu un rezistor (fig. 17.22, a). Se presupune că $v(t)$ variază brusc de la $-V_1$ la $+V_0$ (fig. 17.22, b). De obicei, rezistența inversă a diodei este mult mai mare decît R , iar rezistența directă mult mai mică decît R , deci $R_a \ll R \ll R_{inv}$; la polarizări inverse, prin diodă trece curentul $-I_1 \simeq -I_s$, iar la polarizări directe trece curentul $I_0 = V_0/R$. Curentul prin diodă nu crește instantaneu

pină la valoarea staționară I_0 , deoarece rezistența directă a diodei atinge valoarea R_a treptat, pe măsura acumulării sarcinii în exterior (fig. 17.22, c, d). În general, procesele de comutare directă ale diodei sînt foarte rapide, timpul de comutare directă t_r fiind de ordinul zecilor sau sutelor de nanosecunde.

2) **Comutare inversă.** Procesele de comutare inversă sînt mai complicate, deoarece în momentul aplicării saltului invers (tensiune sau curent), în diodă există o sarcină în exces de valoare apreciabilă.

Presupunem că dioda este alimentată de la un generator de curent constant

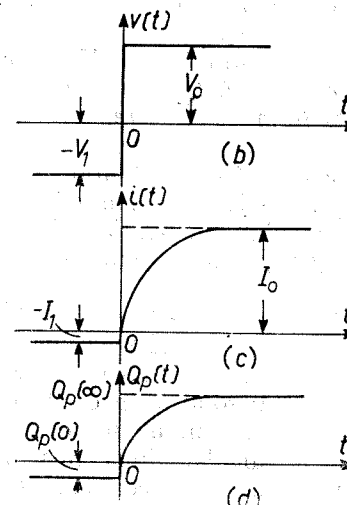
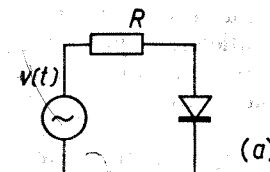


Fig. 17.22. Comutarea directă a diodei alimentate de la un generator de tensiune:

a - schemă; b - forma tensiunii; c - și d - variațiile curentului și sarcinii acumulate.

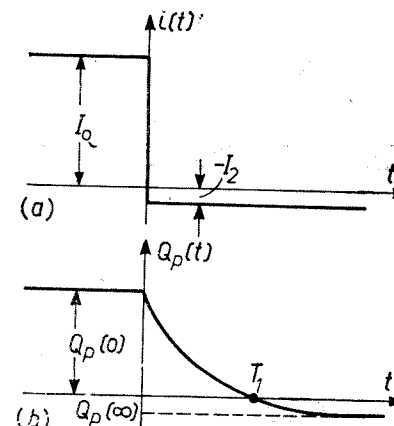


Fig. 17.23. Comutarea inversă a diodei alimentată de la un generator de curent: a - forma curentului; b - variația sarcinii acumulate.

(fig. 17.21, a) a cărei variație este arătată în figura 17.23, a. Variația sarcinii rezultă din relația (17.52) în care punem $Q_p(0) = k_0\tau_p I_0$, $Q_p(\infty) = -k_0\tau_p I_2$; se obține

$$Q_p(t) = -k_0\tau_p I_2 + (k_0\tau_p I_0 + k_0\tau_p I_2)e^{-t/\tau_p} \quad (17.55)$$

Graficul lui $Q_p(t)$ este arătat în figura 17.23, b. În intervalul $0 - T_1$, $Q(t)$ este pozitiv și dioda continuă să acționeze ca și cum ar fi polarizată direct, adică rezistența internă și tensiunea la borne au valori foarte mici.

Ne referim acum la schema cu generator de tensiune (fig. 17.22, a). În starea de deblocare, prin diodă trece curentul $I_0 = V_0/R$ ($R \gg R_a$) (fig. 17.24, a), iar sarcina în exces este $Q_p(0) = k_0\tau_p I_0$ (fig. 17.24, b). La momentul $t = 0$, tensiunea își inversează brusc sensul luînd valoarea $-V_2$, drept urmare și curentul își schimbă sensul (fig. 17.24, c). Dar, deși tensiunea și curentul și-au schimbat sensul, dioda rămîne încă „deblocată”, deoarece în ea este prezentă sarcina în exces $Q_p(0)$, iar rezistența diodei este aproximativ egală

Fig. 17.21. Comutarea directă a diodei semiconductoare:

a - alimentarea de la un generator de curent; b - forma curentului; c - variația sarcinii acumulate.

(fig. 17.22, b). De obicei, rezistența inversă a diodei este mult mai mare decît R , iar rezistența directă mult mai mică decît R , deci $R_a \ll R \ll R_{inv}$; la polarizări inverse, prin diodă trece curentul $-I_1 \simeq -I_s$, iar la polarizări directe trece curentul $I_0 = V_0/R$. Curentul prin diodă nu crește instantaneu

cu $R_s \ll R$. Dacă $-V_2$ are valori suficient de mari, atunci $-I_2 \approx -V_2/R$ este mult mai mare decât curentul de saturație al diodei.

Procesul poate fi explicat astfel. În primul moment, după inversarea sensului tensiunii, sarcina în diodă este $Q_p(0)$ care începe apoi să scadă exponențial (fig. 17.24, b); rata de descreștere a sarcinii $dQ_p(t)/dt$ este suficientă pentru a menține curentul $-I_2$ aproximativ constant. În momentul $t = T_1$, toată sarcina în exces a fost extrasă, rata de variație devine foarte mică, rezistența diodei crește, fapt ce cauzează descreșterea exponențială a curentului de la $-I_2$ la $-I_s$.

După cum rezultă din figura 17.24, c, timpul de comutare inversă are două componente: t_s , numit timp de stocare, necesar pentru evacuarea sarcinii pozitive în exces; t_a , numit timp de descreștere, măsurat între nivelele $-0,9 I_2$ și $-1,1 I_s$. Timpul de stocare poate fi calculat din relația (17.55); punând condiția $Q_p(t_s) = 0$, se obține

$$t_s = \tau_p \ln(1 + I_0/I_2), \quad (17.56)$$

de unde rezultă că pentru valori mari ale lui V_0 , vom avea și timpuri de stocare mari; acest timp poate fi micșorat prin creșterea tensiunii inverse $-V_2$. Timpul de descreștere t_a nu poate fi calculat după relațiile simple folosite mai sus, deoarece curentul nu rămâne constant și variația sarcinii nu poate fi descrisă de relația (17.52); acest timp poate fi micșorat prin creșterea saltului de tensiune inversă.

B) Comutarea tranzistorilor bipolari.

Pentru studiul proceselor de comutare a tranzistorilor bipolari se utilizează de obicei metoda sarcinii, care consideră tranzistorul ca un element controlat prin sarcina acumulată în bază. Deducerea completă și riguroasă a ecuațiilor metodei sarcinii poate fi găsită de către cititor în lucrările [1, 4, 14]; aici vom da expresiile simplificate ale acestor ecuații, concentrându-ne atenția în special asupra proceselor fizice din tranzistor.

Metoda sarcinii dă o imagine fizică corectă asupra proceselor din tranzistor și permite determinarea rapidă a timpurilor de comutare. Trebuie subliniat că metoda sarcinii se bazează pe principiul neutralității electrice a bazei: în orice punct din bază, sarcinile pozitive și negative sînt egale și au rate egale de variație în timp.

Dat fiind că timpii de comutare se calculează după variația în timp a curentului de colector, se urmărește stabilirea unei relații între curentul de colector și sarcina purtătorilor minoritari în exces din bază; la rîndul ei, această sarcină poate fi exprimată în funcție de curentul de bază sau curentul de emitor.

Considerăm un tranzistor P^+NP în regim staționar care funcționează în regiunea activă. Joncțiunea emitor-bază fiind polarizată direct, în bază se acumulează o sarcină pozitivă în exces datorită golurilor injectate din emitor; pentru menținerea neutralității electrice, această sarcină pozitivă

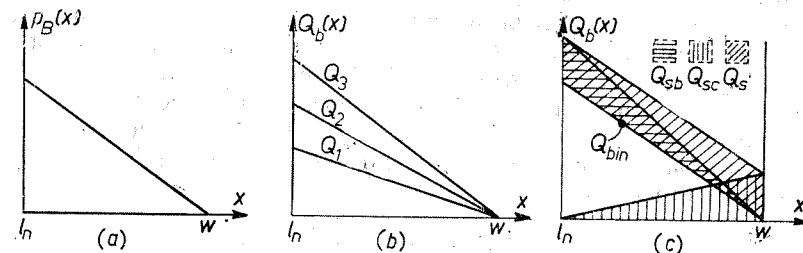


Fig. 17.25. Sarcina de goluri acumulată în baza tranzistorului bipolar: a - regim staționar; b - regim variabil; c - semnificația fizică a sarcinii de stocare Q_s .

este neutralizată de către o sarcină negativă (electroni) care ia naștere prin trecerea curentului de bază. Presupunind că concentrația golurilor variază liniar cu distanța (fig. 17.25, a) și luînd $p_B(w) \approx 0$ rezultă

$$Q_b = \frac{qwSp_B(0)}{2}, \quad p_B(0) = p_{0B}(e^{V_{EB}/V_T} - 1). \quad (17.57)$$

În aceste condiții, curentul de colector (determinat în principal de către componenta de goluri) are expresia aproximativă

$$I_C = qSD_B \left(\frac{dp_B(x)}{dx} \right)_{x=0} \approx - \frac{qSD_B p_B(0)}{w}, \quad (17.58)$$

deoarece gradientul de concentrație a golurilor este constant și egal cu $-p_B(0)/w$. Ținînd cont de (17.57) se obține

$$I_C = - \frac{Q_b}{w^2/2D_B} = - \frac{Q_b}{\tau_c}, \quad (17.59)$$

unde $\tau_c = w^2/2D_B$ se numește constantă de timp a colectorului.

Din cele descrise mai sus s-ar părea că în regim staționar, după ce inițial a fost asigurată neutralizarea sarcinii purtătorilor minoritari în exces (de către un curent de bază), curentul de colector avînd expresia (17.59) poate circula un timp nedefinit, fără a fi necesară prezența curentului de bază. Acesta ar fi cazul unui tranzistor ideal.

În tranzistorii reali, totdeauna există procese de recombinare a purtătorilor minoritari cu cei majoritari, astfel este necesar un curent de bază relativ mic pentru compensarea sarcinilor purtătorilor majoritari, pierdute prin recombinare; acest curent are expresia

$$I_B = -Q_b/\tau_b, \quad (17.60)$$

unde τ_b este o constantă de timp și reprezintă timpul de viață al purtătorilor minoritari în bază.

Ne referim acum la regimul variabil. Presupunînd rate (viteze) mici de variație a tensiunilor pe terminalele tranzistorului, se poate admite că variația

Fig. 17.24. Comutarea inversă a diodei alimentată de la un generator de tensiune:

a - forma curentului; b - variația sarcinii acumulate; c - variația curentului.

sarcinii în exces din bază reprezintă o succesiune de distribuții staționare (fig. 17.25, b). În aceste condiții curentul instantaneu de colector este

$$i_c(t) = -Q_b(t)/\tau_c. \quad (17.61)$$

Purtătorii majoritari necesari pentru neutralizarea sarcinii purtătorilor minoritari în exces pot fi aduși în bază numai prin terminalul bazei, prin urmare sarcina din bază este guvernată numai de către curentul de bază. Acest curent are două componente: 1) dQ_b/dt necesară pentru menținerea neutralității electrice a bazei, atunci cînd purtătorii minoritari în exces variază în timp și 2) Q_p/τ_p necesară pentru compensarea pierderilor de sarcină prin recombinare. Deci, ecuația de conservare a sarcinii purtătorilor majoritari în bază, în condiții dinamice este

$$-i_B(t) = \frac{Q_b(t)}{\tau} + \frac{dQ_b(t)}{dt} \quad (17.62)$$

(semnul $-$ arată că i_B iese din bază). Conform primei legi a lui Kirchhoff, avem $i_E = -(i_C + i_B)$, deci

$$i_E(t) = \frac{Q_b(t)}{\tau_c} + \frac{Q_b(t)}{\tau_b} + \frac{dQ_b(t)}{dt}, \quad (17.63)$$

Ultimele trei relații reprezintă ecuațiile metodei sarcinii.

Uneori, în calcule mai precise se iau în considerație și sarcinile acumulate în capacitățile joncțiunilor; în acest caz, ecuațiile metodei sarcinii devin

$$i_C = -\frac{Q_b(t)}{\tau_c} + \frac{dQ_{vc}(t)}{dt}, \quad (17.64)$$

$$-i_B(t) = \frac{Q_b(t)}{\tau_b} + \frac{d}{dt}[Q_b(t) + Q_{ve}(t) + Q_{ve}(t)], \quad (17.65)$$

$$i_E(t) = Q_b(t) \left(\frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_b} \right) + \frac{d}{dt}[Q_b(t) + Q_{ve}(t)], \quad (17.66)$$

unde Q_{vc} , Q_{ve} reprezintă sarcinile acumulate în capacitățile C_c , C_e .

Dacă în starea de deblocare, tranzistorul se află în regiunea de saturație profundă, adică curentul de bază este mult mai mare decît cel obținut din relația (17.46), atunci în bază se acumulează o sarcină suplimentară Q_s , numită sarcină de stocare. Semnificația fizică a sarcinii Q_s rezultă din figura 17.25, c, unde sînt reprezentate sarcinile injectate de cele două joncțiuni polarizate direct, sarcina Q_{bin} care asigură saturația incipientă, sarcina de stocare Q_s . În acest caz, ecuațiile metodei sarcinii (17.61) – (17.63) devin

$$i_c(t) = -Q_b(t)/\tau_c \quad (17.67)$$

$$-i_B(t) = \frac{Q_b(t)}{\tau_b} + \frac{Q_s(t)}{\tau_s} + \frac{d}{dt}[Q_b(t) + Q_s(t)], \quad (17.68)$$

$$i_E(t) = Q_b(t) \left(\frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_b} \right) + \frac{Q_s(t)}{\tau_s} + \frac{d}{dt}[Q_b(t) + Q_s(t)], \quad (17.69)$$

unde τ_s se numește constantă de timp de stocare; în general, $\tau_s \gg \tau_b$.

Considerăm schema din figura 17.26, a. Procesele decurg astfel: înainte de a aplica semnalul impuls, tranzistorul se află în starea de blocare, deoarece joncțiunea emitor-bază este polarizată invers de către tensiunea V_{BB} , prin

urmare curentul de colector este zero; în momentul aplicării impulsului de tensiune (fig. 17.26, b), curentul de bază crește rapid, — timpul de comutare directă a diodei bază-emitor este foarte mic, — pînă la valoarea $I_{b1} = V_b/R_b$ (fig. 17.26, c), însă curentul de colector nu ajunge instantaneu la valoarea $I_{CM} = V_{CC}/R_c$ (fig. 17.26, d), deoarece este necesar ca în bază să se acumuleze mai întîi sarcina Q_b care asigură acest curent. Dacă tranzistorul funcționează în regim de saturație profundă, la terminarea impulsului de tensiune $v_b(t)$, în bază rămîne acumulată sarcina $Q_b + Q_s$; curentul de colector rămîne aproximativ constant pe intervalul t_s cît se evacuează sarcina Q_s . La terminarea impulsului de tensiune, în joncțiunea emitor-bază au loc procese similare ca la comutarea inversă a diodei; curentul invers are valoarea $I_{b2} \approx V_{BB}/R_b$, rămînînd aproximativ constant în intervalul $t_s + t_d$. În continuare, determinăm timpii de comutare t_r , t_d , t_s .

1) *Comutare directă.* Pentru găsirea expresiei analitice a curentului de colector, trebuie determinată legea de variație a sarcinii Q_b . Ținînd cont de (17.62), obținem

$$\tau_b \frac{dQ_b(t)}{dt} + Q_b(t) = -I_{b1}\tau_b; \quad (17.70)$$

dacă luăm $Q_b(0) \approx 0$ și $Q_b(\infty) = -\tau_b I_{b1}$ rezultă

$$Q_b(t) = -\tau_b I_{b1}(1 - e^{-t/\tau_b}). \quad (17.71)$$

Curentul de colector este

$$i_c(t) = -\frac{Q_b(t)}{\tau_c} = \frac{\tau_b}{\tau_c} I_{b1}(1 - e^{-t/\tau_b}), \quad (17.72)$$

iar timpul de comutare directă măsurat între nivelele 0 și 0,9 I_{CM} are valoarea

$$t_r = \tau_b \ln \frac{i_c(\infty)}{i_c(\infty) - i_c(t_r)} = \tau_b \ln 10 \approx 2,3 \tau_b. \quad (17.73)$$

2) *Comutare inversă.* Presupunînd că tranzistorul deblocat se află la limita de saturație avem $Q_s = 0$ și (17.72) devine

$$\tau_b \frac{dQ_b(t)}{dt} + Q_b(t) = \tau_b I_{b2}; \quad (17.74)$$

avînd în vedere că $Q_b(0) = -\tau_b I_{b1}$, $Q_b(\infty) = \tau_b I_{b2}$ se obține

$$Q_b(t) = \tau_b I_{b2} - \tau_b(I_{b1} + I_{b2})e^{-t/\tau_b}, \quad (17.75)$$

deci curentul de colector este

$$i_c(t) = (\tau_b/\tau_c)(I_{b1} + I_{b2})e^{-t/\tau_b} - \tau_b I_{b2}. \quad (17.76)$$

Timpul de comutare inversă rezultă din condiția $i_c(t_d) = 0,1 I_{CM}$, adică

$$t_d = \tau_b \ln \frac{I_{b1} + I_{b2}}{0,1 I_{CM}\tau_b/\tau_c + I_{b2}} = \tau_b \ln \frac{I_{b1} + I_{b2}}{0,1 I_{b1} + I_{b2}}. \quad (17.77)$$

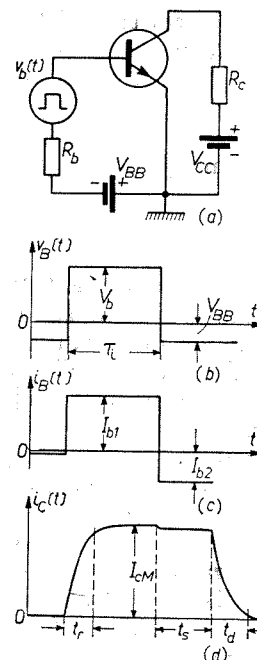


Fig. 17.26. Comutarea tranzistorilor bipolari:

a — schemă; b — forma tensiunii de bază; c — forma curentului de bază; d — variația curentului de colector.

3) *Comutare în cazul saturației profunde.* Comutarea directă decurge la fel ca în cazul nesaturat sau al saturației incipiente; singura diferență constă în micșorarea timpului t_s . Comutarea inversă are două etape: prima, de evacuare a sarcinii stocate Q_s , când $i_C(t)$ rămâne aproximativ constant; a doua, de scădere a curentului $i_C(t)$ la $0,1I_{CM}$. Ne oprim asupra primei etape caracterizată prin timpul t_s (a doua a fost discutată mai sus). În acest caz se utilizează ecuația (17.68), făcând precizarea că atât timp cât $Q_s \neq 0$ avem $dQ_s(t)/dt = 0$, deci acest termen poate fi înlăturat. Integrând ecuația rămasă se obține [14]

$$Q_s(t) = \tau_s(I_{b1} + I_{b2})e^{-t/\tau_s} - \tau_s(I_{bs} + I_{b2}). \quad (17.78)$$

Sarcina Q_s devine zero la momentul $t = t_s$; din această condiție rezultă

$$t_s = \tau_s \ln \frac{I_{b1} + I_{b2}}{I_{bs} + I_{b2}}. \quad (17.79)$$

C) *Comutarea tranzistorilor cu efect de cîmp.* În general, procesele de comutare a tranzistorilor TEC sînt foarte complicate, prin urmare, calculul timpilor de comutare se poate efectua cu ajutorul calculatoarelor electronice.

La tranzistorii TECJ, comutarea circuitului poartă-sursă este similară cu cea a diodelor cu joncțiuni; procesele tranzistorii din circuitul drenă-sursă sînt determinate de acumularea, evacuarea și redistribuția sarcinilor în canal.

La tranzistorii TECMOS, comutarea se efectuează prin variația în salt a cîmpului electric, care atrage după sine schimbarea distribuției staționare a sarcinilor electrice; timpii de comutare reprezintă intervalele necesare pentru stabilirea noilor condiții de echilibru a sarcinilor din canal.

Experimental s-a constatat că timpii de comutare intrinseci ai tranzistorilor TEC sînt foarte mici, de ordinul nanosecundelor sau picosecundelor, iar procesele tranzistorii sînt determinate în principal de către capacitatea C a impedanței de sarcină. Astfel, răspunsul tranzistoriu al circuitului de comutare este guvernat de către capacitatea C și caracteristicile statice ale tranzistorilor. De obicei, în calcule se utilizează „curbele de comutare” determinate experimental de către firma constructoare, după care se pot evalua timpii de comutare directă și inversă.

XVII.4. CIRCUITE BASCULANTE ASTABILE

În general, prin *circuite basculante* înțelegem circuite de comutare (cu două stări de echilibru) *regenerative* caracterizate prin prezența unei bucle de reacție pozitivă. Reacția pozitivă poate fi *externă*, realizată prin cuplarea ieșirii unui amplificator din nou la intrare, sau *internă*, întâlnită în unele dispozitive electronice speciale, cum ar fi tranzistorul unijoncțiune, tiristorul, tranzistorul bipolar în regim de avalanșă, dioda tunel.

Există trei categorii de circuite basculante: a) *astabile*, la care ambele stări de echilibru sînt instabile (cvasiechilibru) și schema comută succesiv dintr-o stare în alta fără a interveni semnale externe; b) *monostabile*, la care distingem o stare de echilibru stabil și una de echilibru instabil; c) *bistabile*, la care ambele stări de echilibru sînt stabile, în sensul că schema rămîne în oricare din stări un timp nedefinit pînă cînd se intervine cu un semnal extern de declanșare care produce comutarea ei în cealaltă stare stabilă.

XVII.4.1. Multivibrator cu tranzistori bipolari

A) *Schemă și funcționare.* Multivibratorul constituie un circuit basculant astabil propus de H. A b r a h a m și E. B l o c k în 1918. El constă dintr-un amplificator cu două etaje cu cuplaj RC , la care ieșirea este conectată la intrare (fig. 17.27, a); modificînd topologic schema și luînd $V_{BB} = V_{CC}$, se obține

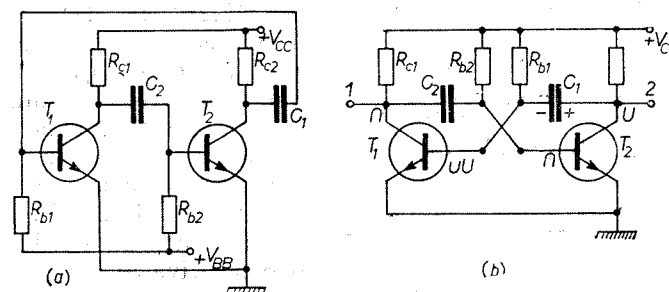


Fig. 17.27. Multivibrator cu tranzistori bipolari.

schema foarte răspîdită în practică a multivibratorului cu cuplaj colector-bază (fig. 17.27, b). Schema reprezintă de fapt un oscilator, astfel multivibratorul este numit adesea generator de oscilații nesinusoidale.

Pentru a expune principiul de funcționare presupunem, pentru moment, că schema este simetrică ($R_{c1} = R_{c2}$, $R_{b1} = R_{b2}$, $C_1 = C_2$ și tranzistori identici), iar tranzistorii se află în regiunile active de funcționare. În aceste circumstanțe, curenții de colector sînt egali, $I_{c1} = I_{c2}$, fiind consistenți cu caracteristicile tranzistorilor și legile lui Kirchhoff, prin urmare această stare ar putea fi considerată o stare de echilibru. Vom vedea imediat că anumite condiții fiind satisfăcute (modulul coeficientului de amplificare în buclă deschisă mai mare decît 1), schema nu poate rămîne în starea de mai sus. Presupunem o mică fluctuație a tensiunii v_{B1} ca urmare a conectării tensiunii de alimentare sau a unor semnale parazite. Dacă această fluctuație v_{B1} este negativă față de V_{BQ} (fig. 17.27, b), atunci I_{c1} va scădea și pe colectorul tranzistorului T_1 ia naștere un salt pozitiv de tensiune; acest salt este transmis prin intermediul capacitorului C_2 spre tranzistorul T_2 , unde este amplificat și inversat ca fază și revine pe baza lui T_1 sub forma unui salt negativ de tensiune care se suprapune peste cel inițial (reacția este pozitivă). Procesul de circulație a salturilor de tensiune în bucla de reacție pozitivă continuă pînă cînd T_1 se blochează, iar T_2 se deblochează (eventual intră în regiunea de saturație); se realizează prima stare de echilibru. Dar această stare nu este stabilă, deoarece ea durează atît timp cît capacitorul C_1 , care în timpul procesului regenerativ de comutare s-a încărcat cu polaritatea indicată în figura 17.27, b, se descarcă treptat prin circuitul $C_1 - R_{b1} - V_{CC} - T_2$ (tranzistorul T_2 fiind deblocat reprezintă un *punct de conexiune*), pînă cînd v_{B1} devine zero și T_1 trece din regiunea de tăiere (blocare) în regiunea activă. Se dezvoltă din nou un proces regenerativ în urma căruia schema trece în cea de a doua stare de cvasiechilibru: T_2 blocat, T_1 deblocat. Procesul se repetă nedefinit și pe colectorii celor doi tranzistori, la bornele de ieșire 1 și 2 se obțin oscilații (impulsuri) de formă aproximativ dreptunghiulară.

Diagramele tensiunilor care reflectă funcționarea multivibratorului sînt arătate în figura 17.28. S-a pornit de la momentul cînd schema a comutat în starea T_1 blocat, T_2 saturat; pentru claritatea expunerii s-a presupus schema asimetrică. Imediat după comutare începe descărcarea capacitorului C_1 cu

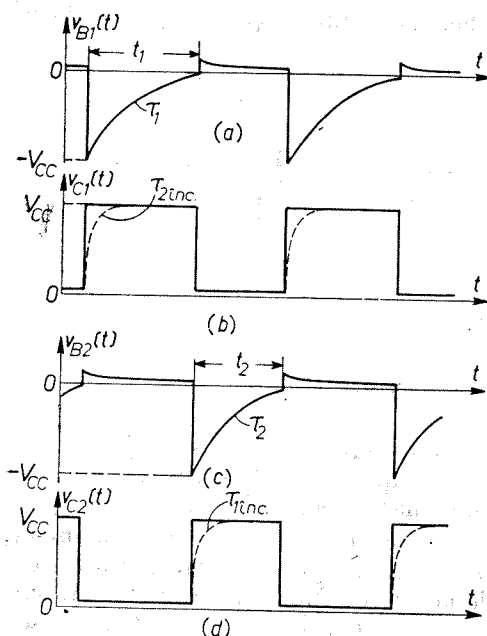


Fig. 17.28. Diagramele de funcționare a multivibratorului cu tranzistori bipolari.

v_{C2} are un anumit timp de creștere (fig. 17.28, d). Urmărind forma oscilațiilor de ieșire v_{C1} și v_{C2} , se observă că ele diferă esențial față de oscilațiile sinusoidale și aceasta ca urmare a faptului că multivibratorul prezintă o reacție pozitivă pentru întreg domeniul frecvențelor medii ale amplificatorului; deci condițiile de oscilație sînt satisfăcute pentru o gamă largă de frecvențe (în buclă de reacție pozitivă nu există circuite selective ca la oscilatorii RC).

Din cele expuse mai sus rezultă că funcționarea normală a multivibratorului impune respectarea anumitor condiții de lucru.

1) **Condiția de proces regenerativ** în timpul comutării de la o stare la alta este satisfăcută dacă coeficientul de amplificare în buclă deschisă, cînd tranzistorii funcționează în regiunile active, este mai mare decît 1, $L = A_{1v}A_{2v} > 1$. Coeficienții de amplificare ai celor două etaje sînt (vezi 14.78)

$$\left. \begin{aligned} A_{1v} &= h_{21}R_{\Sigma 1}/R_{in1}, \\ A_{2v} &= h_{21}R_{\Sigma 2}/R_{in2}. \end{aligned} \right\} \quad (17.80)$$

Avînd în vedere că de obicei

$$\left. \begin{aligned} R_{\Sigma 1} &= R_{c1} \parallel R_{b2} \parallel R_{in2} \simeq R_{in2}, \\ R_{\Sigma 2} &= R_{c2} \parallel R_{b1} \parallel R_{in1} \simeq R_{in1}, \end{aligned} \right\} \quad (17.81)$$

condiția $L > 1$ devine $h_{21}^2 = \beta^2 > 1$ care este practic totdeauna satisfăcută.

2) **Starea de cvasiechilibru** este caracterizată prin aceea că unul din tranzistori este deblocat (saturat), iar celălalt blocat; în plus trebuie să aibă loc inegalitatea $L < 1$. Ne oprim asupra condiției de saturație a tranzistorului T_2 ; această condiție este asigurată cînd

$$h_{21 \min} i_{B2} \geq i_{C2 \max}, \quad (17.82)$$

unde $h_{21 \min}$ reprezintă o valoare minimă a acestui parametru, iar $i_{C2 \max}$ are expresia

$$i_{C2 \max} = \frac{V_{CC}}{R_{c2}} + i_{D1 \max}. \quad (17.83)$$

Prin $i_{D1 \max}$ s-a notat curentul maxim de descărcare a capacitorului C_1 și are valoarea aproximativă

$$i_{D1 \max} \simeq 2V_{CC}/R_{b1} \quad (17.84)$$

(la bornele capacitorului C_1 , în momentul inițial avem o tensiune aproximativ egală cu $-V_{CC}$, prin urmare tensiunea totală din circuitul de descărcare este $2V_{CC}$). Notînd curentul de bază prin

$$i_{B2} \simeq V_{CC}/R_{b1}, \quad (17.85)$$

condiția (17.82) devine

$$\frac{h_{21 \min}}{R_{b1}} \geq \frac{1}{R_{c1}} + \frac{2}{R_{b2}}. \quad (17.86)$$

Condiția de blocare a tranzistorului T_1 este totdeauna realizată, deoarece în intervalul t_1 avem $v_{B1} < 0$. Condiția $L < 1$ este satisfăcută, deoarece cel puțin unul din tranzistori se află în regiunea de blocare unde h_{21} este practic zero.

B) **Durata și perioada impulsurilor.** Observînd că circuitul de descărcare a capacitorului C_1 reprezintă un circuit de ordin I, variația tensiunii $v_{B1}(t)$ poate fi descrisă utilizînd relația (17.8), adică

$$v_{B1}(t) = v_{B1}(\infty) + [v_{B1}(0) - v_{B1}(\infty)]e^{-t/\tau_1}. \quad (17.87)$$

Durata primei semiperioade t_1 (a primului impuls) este

$$t_1 = \tau_1 \ln \frac{v_{B1}(\infty) - v_{B1}(0)}{v_{B1}(\infty) - v_{B1}(t_1)}. \quad (17.88)$$

Avînd în vedere egalitățile

$$v_{B1}(0) = -V_{CC}, v_{B1}(t_1) = 0, v_{B1}(\infty) = V_{CC} \quad (17.89)$$

(ultima relație este urmarea faptului că în starea de cvasiechilibru, capacitorul C_1 după descărcare tinde să se încarce de la sursa de alimentare pînă la valoarea V_{CC}), durata primei semiperioade devine

$$t_1 = \tau_1 \ln 2 \simeq 0,7R_{b1}C_1. \quad (17.90)$$

În mod analog, durata celei de a doua semiperioade este

$$t_2 = \tau_2 \ln 2 \simeq 0,7R_{b2}C_2, \quad (17.91)$$

iar perioada oscilațiilor are expresia

$$T = t_1 + t_2 \simeq 0,7(R_{b1}C_1 + R_{b2}C_2); \quad (17.92)$$

în cazul schemelor simetrice avem

$$T \simeq 1,4 R_b C. \quad (17.93)$$

Perioada impulsurilor poate fi reglată prin varierea elementelor R_b și C . Mai utilizată în practică este conectarea rezistorilor R_{b1} , R_{b2} la o sursă de alimentare separată V_{BB} ; variind pe V_{BB} , se schimbă perioada oscilațiilor.

Trebuie subliniat încă un aspect important. La începutul intervalului t_1 , concomitent cu descărcarea capacitorului C_1 are loc încărcarea capacitorului C_2 cu o constantă de timp aproximativ egală cu $\tau_{2inc} \simeq R_{c1} C_2$; tensiunea la bornele lui C_2 , deci și pe colectorul lui T_1 va ajunge la valoarea de cvasiechilibru $v_{c1} \simeq V_{CC}$, dacă este satisfăcută inegalitatea

$$3\tau_{2inc} \leq t_1, R_{b1} \geq 4,3 R_{c1} C_2 / C_1, \quad (17.94)$$

În legătură cu acest aspect sînt utile unele considerații cu privire la coeficientul de umplere

$$Q_u = \frac{t_1}{T} = \frac{1}{1 + t_2/t_1} = \frac{1}{1 + R_{b2} C_2 / R_{b1} C_1}; \quad (17.95)$$

ținînd seama de (17.94) și (17.86), ultima relație devine

$$(R_{c1} = R_{c2} = R_c, R_{b1} = R_{b2} = R_b) \\ Q_u \geq Q_{u \min} = \frac{1}{1 + 0,23 R_b / R_c} = \frac{1}{1 + 0,23 (h_{21 \min} - 2)}, \quad (17.96)$$

deci chiar pentru tranzistori cu $h_{21 \min} = 20 \div 30$, coeficientul de umplere nu poate fi mai mic de $0,12 \div 0,2$.

XVII.4.2. Multivibrator cu tranzistori TEC

Considerăm multivibratorul echipat cu tranzistori TECJ cu canal de tip N . Există două tipuri de schemă: 1) cu rezistorii de poartă conectați la masă (fig. 17.29, a), numită adesea schemă cu polarizare nulă a porții și 2) cu rezis-

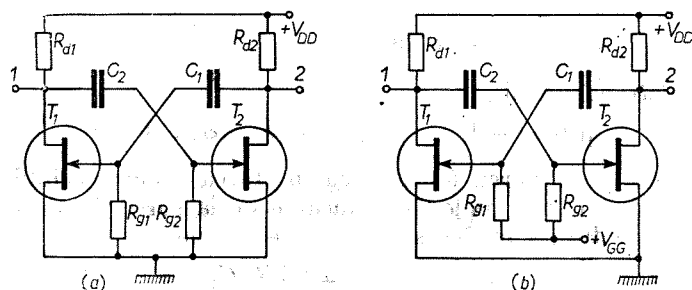


Fig. 17.29. Multivibratori cu tranzistori TECJ:
a - cu polarizare nulă a porților; b - cu polarizare pozitivă a porților.

torii de poartă conectați la o tensiune pozitivă V_{GG} (fig. 17.29, b). Funcționarea acestor scheme este analogă cu cea a multivibratorului cu tranzistori bipolari; unele particularități vor fi subliniate pe parcurs.

Ne referim mai întâi la schema cu polarizare nulă a porții. Diagramele tensiunilor sînt arătate în figura 17.30. Începem discuția proceselor din momentul cînd schema se află în starea de cvasiechilibru T_1 deblocat, T_2 blocat și urmează comutarea ei. În această stare, pe poarta tranzistorului deblo-

cat T_1 avem tensiunea $v_{g1} = 0$ (fig. 17.30, a); întrucît rezistența tranzistorului deblocat este esențial diferită de zero, pe drena sa avem tensiunea $p_1 V_{DD}$ (fig. 17.30, b), unde $p_1 = r_{a0} / (r_{a0} + R_{d1})$. Pe poarta tranzistorului blocat T_2 este prezentă tensiunea negativă $|v_{g2}| > |V_p|$ (fig. 17.30, c), unde V_p reprezintă tensiunea prag (negativă, în cazul de față), iar pe drenă se regăsește întreaga tensiune de alimentare V_{DD} (fig. 17.30, d). În momentul cînd $v_{g2} \simeq -V_p$ începe procesul regenerativ de comutare a multivibratorului în starea de cvasiechilibru T_1 blocat, T_2 deblocat; în timpul acestui proces, pe drenele celor doi tranzistori au loc salturi de tensiune: $V_{m2} = V_{DD} - p_2 V_{DD}$ pe drena lui T_2 , unde $p_2 = r_{a0} / (r_{a0} + R_{d2})$ și $V_{m1} = V_{DD} - p_1 V_{DD}$ pe drena lui T_1 . Saltul negativ V_{m2} este în întregime transmis pe poarta lui T_1 , deoarece constanta de timp $\tau_1 \simeq C_1 (R_{g1} + r_{a0} \parallel R_{d2})$ este foarte mare în comparație cu durata procesului regenerativ și sarcina capacitorului C_1 nu se schimbă. Saltul pozitiv V_{m1} încarcă capacitorul C_2 a cărui constantă de timp de încărcare $\tau_{2inc} \simeq C_2 (R_{d1} + r_{g2})$ este relativ mică (r_{g2} reprezintă rezistența poartă-sursă a tranzistorului T_2 în stare de deblocare); drept urmare, exceptînd un mic salt pozitiv inițial, tensiunea v_{g2} este aproximativ zero. Această stare de cvasiechilibru durează pînă în momentul t_1 unde, ca urmare a descărcării capacitorului C_1 , tensiunea v_{g1} devine aproximativ egală cu V_p și începe un nou proces regenerativ de comutare.

Condiția de proces regenerativ impune ca atunci cînd tranzistorii se află în regiunile de saturație (normale de funcționare), unde $V_D > V_{DS} = V_G - V_p$ și $0 < V_G < V_p$, produsul coeficienților de amplificare să fie mai mare decît 1, adică $L = A_{1v} A_{2v} > 1$. Întrucît, de obicei, $R_a < r_a$ și $R_a \ll R_p$, se poate scrie (vezi 14.42) $A_{1v} \simeq g_m R_{d1}$, $A_{2v} \simeq g_m R_{d2}$ și condiția $L > 1$ devine

$$g_m^2 R_{d1} R_{d2} > 1, \quad (17.97)$$

care este ușor de realizat.

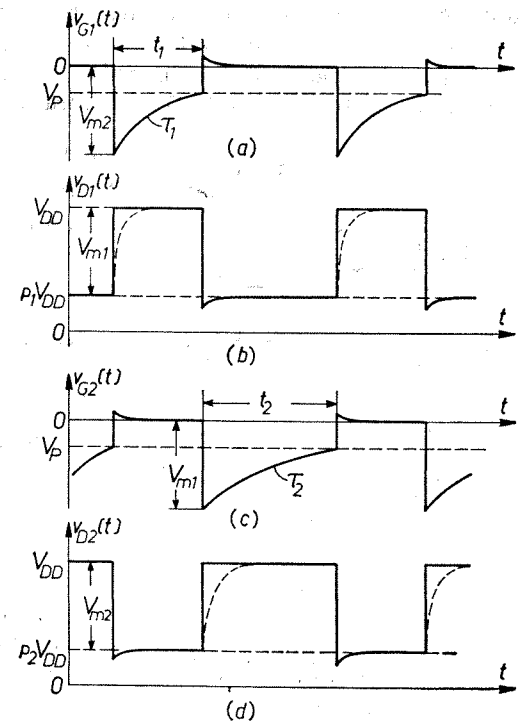


Fig. 17.30. Diagramele de funcționare a multivibratorului din figura 17.29, a.

În starea de cvasiechilibru, unul din tranzistori este deblocat, iar celălalt blocat. În starea de deblocare este necesar ca puterea disipată pe tranzistor și curentul I_D să nu depășească valorile maxime admise; pentru a asigura starea de deblocare este necesar ca salturile de tensiune V_{m1} și V_{m2} să fie mai mari în valoare absolută decât V_P , adică $|V_{m1}|, |V_{m2}| \geq |V_G|$. Deoarece unul din tranzistori este blocat, transconductanța sa este zero și condiția $L < 1$ este totdeauna satisfăcută.

Durata și perioada impulsurilor se determină similar ca la multivibratorul cu tranzistori bipolari. Astfel durata primului impuls este

$$t_1 = \tau_1 \ln \frac{v_{G1}(\infty) - v_{G1}(0)}{v_{G1}(\infty) - v_{G1}(t_1)}, \quad \tau_1 = C_1(R_{g1} + r_{a0} \parallel R_{a2}); \quad (17.98)$$

avind în vedere egalitățile

$$\begin{aligned} v_{G1}(0) &= -V_{m2}, \\ v_{G1}(t_1) &= -V_P, \quad v_{G1}(\infty) = 0, \end{aligned} \quad (17.99)$$

se obține

$$t_1 = \tau_1 \ln \frac{V_{DD}(1 - p_2)}{V_P} \quad (17.100)$$

Pentru durata celui de-al doilea impuls se obține

$$\begin{aligned} t_2 &= \tau_2 \ln \frac{V_{DD}(1 - p_1)}{V_P}, \\ \tau_2 &= C_2(R_{g2} + r_{a0} \parallel R_{a1}). \end{aligned} \quad (17.101)$$

Perioada impulsurilor este $T = t_1 + t_2$; considerind un multivibrator simetric se obține

$$T = t_1 + t_2 = 2\tau \ln \frac{V_{DD}(1 - p)}{V_P} \quad (17.102)$$

Ne referim acum la multivibratorul cu rezistorii R_{g1}, R_{g2} conectați la tensiunea V_{GG} . Diagramele tensiunilor sînt arătate în figurile 17.31, a-d. Condiția de proces regenerativ este identică cu (17.97), ținind cont că g_m poate avea valori ceva mai mici. Deoarece în starea de deblocare, pe poarta tranzistorului este aplicată o tensiune pozitivă, curentul I_D va avea o valoare relativ ridicată; prin urmare este necesară o verificare mai riguroasă dacă puterea disipată și curentul I_D nu depășesc valorile maxime admise. Pentru a asigura starea de deblocare este necesară satisfacerea inegalităților

$$v_{G1}(0) = -V_{m2} + V_{GG}, \quad v_{G1}(t_1) = -V_P, \quad v_{G1}(\infty) = V_{GG}, \quad (17.103)$$

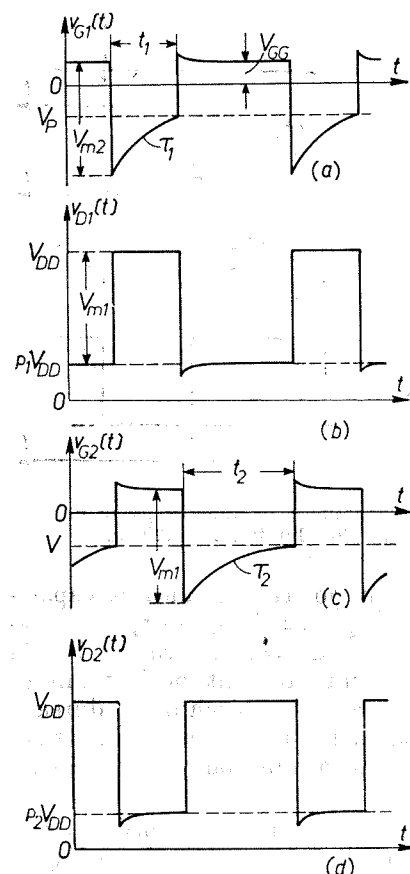


Fig. 17.31. Diagramele de funcționare a multivibratorului din figura 17.29, b.

$|V_{m1}|, |V_{m2}| \geq V_G + |V_P|$. Durata primului impuls se determină tot după relația (17.98), în care de această dată avem

deci

$$t_1 = \tau_1 \ln \frac{V_{DD}(1 - p_2)}{V_{GG} + |V_P|} \quad (17.104)$$

În mod similar

$$t_2 = \tau_2 \ln \frac{V_{DD}(1 - p_1)}{V_{GG} + |V_P|}, \quad (17.105)$$

iar perioada impulsurilor multivibratorului simetric este

$$T = t_1 + t_2 = 2\tau \ln \frac{V_{DD}(1 - p)}{V_{GG} + |V_P|} \quad (17.106)$$

Comparind ultima relație cu (17.102), se constată că în cazul schemei din figura 17.29, a, perioada impulsurilor poate fi reglată numai prin varierea elementelor C și R_g , iar în cazul schemei din figura 17.29, b, perioada impulsurilor poate fi reglată foarte eficient prin varierea tensiunii V_{GG} ; de obicei, V_{GG} se obține printr-un divizor rezistiv de la V_{DD} .

Schema cu polarizare nulă a porții este recomandabilă în cazul tranzistorilor TECJ și TECMOs cu canal inițial, iar schema cu polarizare suplimentară a porților este recomandabilă în cazul tranzistorilor TECMOs de ambele tipuri.

XVII.4.3. Variante constructive

Descriem aici câteva variante de multivibratori în care se urmărește îmbunătățirea anumitor performanțe.

a) *Multivibrator cu diode de separare* (fig. 17.32, a). Cu ajutorul diodelor D_1, D_2 se realizează separarea circuitelor de încărcare a capacitorilor C_1, C_2 de colectorii respectivi; în felul acesta, tensiunea pe colectorul tranzistorului care se blochează variază în salt de la $V_{C\text{sat}}$ la V_{CC} , obținându-se impulsuri cu fronturi anterioare foarte abrupte.

Urmărim, de exemplu, încărcarea capacitorului C_1 (T_1 se blochează, T_2 se deblochează). Imediat după începerea procesului regenerativ, tensiunea

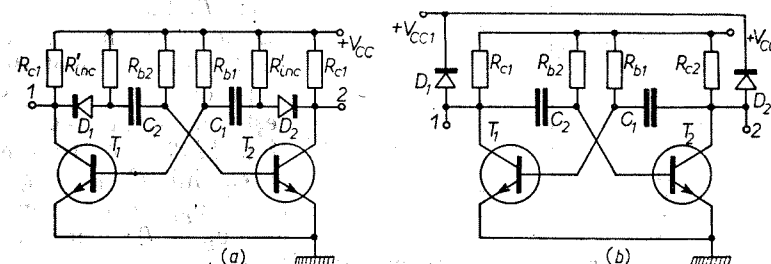


Fig. 17.32. Variante de multivibratori:

a — cu diode de separare; b — cu diode de accelerare.

v_{c2} are o valoare pozitivă însemnată și dioda D_2 este polarizată invers; circuitul de încărcare a lui C_1 este: $C_1 - R_{inc} - V_{CC} - R_{in1}$. Când T_2 este deblocat, dioda D_2 este polarizată direct și circuitul de descărcare a lui C_1 este: $C_1 - R_{b1} - V_{CC} - T_2 - D_2$; în acest interval se poate considera

că în circuitul de colector al lui T_1 este conectat rezistorul echivalent $R'_c = R_{c2} \parallel R'_{inc}$.

b) **Multivibrator cu diode de accelerare** (fig. 17.32, b). Diodele D_1, D_2 sînt conectate la o sursă separată V_{CC1} , unde $V_{CC1} < V_{CC} + R_c I_{CO \max}$. Dioda aferentă tranzistorului deblocat este polarizată invers, iar dioda aferentă tranzistorului blocat este polarizată direct.

Prin conectarea acestor diode se realizează îmbunătățirea formei impulsurilor pe două căi: 1) încărcarea capacitorului conectat în colectorul tranzistorului blocat se efectuează prin dioda polarizată direct și rezistența de intrare a tranzistorului saturat, prin urmare τ_{inc} are valori foarte mici; 2) tensiunea de colector a tranzistorului care se blochează variază în salt de la $V_{C \text{ sat}}$ la V_{CC1} (se neglijează căderea de tensiune pe diodă), astfel amplitudinea impulsurilor nu este influențată de I_{CO} , adică de variațiile temperaturii.

c) **Multivibrator cu cuplaj capacitiv între emitori** (fig. 17.33, a). Acest tip de multivibrator se utilizează pentru obținerea unor impulsuri dreptunghiulare de durată foarte mică și perioadă mare (coeficientul de umplere, comparabil cu al oscilatorului autoblocat, este cuprins între $Q_u \approx 1 \div 0,01$). Durata impulsurilor poate fi mai mică decât timpul de viață al purtătorilor minoritari, iar timpii t_r și t_d sînt cel puțin cu un ordin de mărime mai mici decât la multivibratorul convențional (fig. 17.27, b). Dat fiind că elementele care determină durata impulsurilor sînt conectate în emitorii celor doi tranzistori, se realizează o stabilitate ridicată față de variațiile temperaturii. Adesea, acest multivibrator este comparat cu oscilatorul autoblocat; performanțele sînt comparabile, dar schema din figura 17.33, a nu conține transformatorul de cuplaj, piesă costisitoare avînd dimensiunile și greutatea relativ mari.

Multivibratorul constă dintr-un amplificator cu două etaje prevăzut cu o reacție pozitivă totală. Tranzistorul T_1 se află în conexiune BC, iar T_2 în conexiune CC. Vom considera că sînt satisfăcute condițiile de proces regenerativ, deci schema comută succesiv în cele două stări de

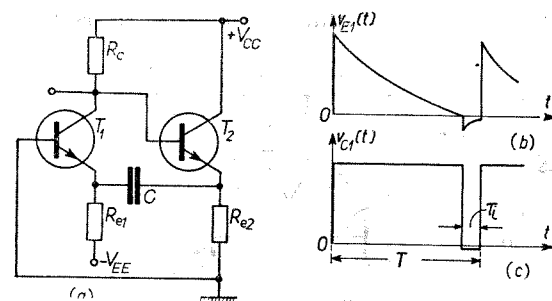


Fig. 17.33. Multivibrator cu cuplaj capacitiv între emitori:

a - schemă; b și c - diagrame de funcționare.

cu deblocarea lui T_1 , capacitorul C se descarcă rapid prin R_{e2} și rezistența emitor-bază a lui T_1 . Durata de descărcare determină durata impulsului negativ pe colectorul lui T_1 , deoarece la sfîrșitul acestui interval, schema comută din nou în starea T_1 blocat, T_2 deblocat și procesele se repetă periodic.

d) **Multivibrator cu cuplaj capacitiv între emitori, echipat cu tranzistori complementari** (fig. 17.34, a). Primul tranzistor de tip **PNP** funcționează în conexiune BC, al doilea, de tip **NPN**, funcționează în conexiune CC. Considerăm că sînt satisfăcute condițiile de proces regenerativ; în una din stările

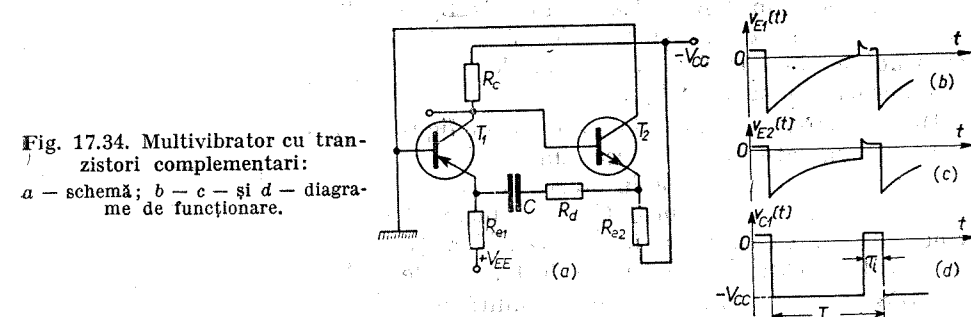


Fig. 17.34. Multivibrator cu tranzistori complementari:
a - schemă; b - c și d - diagrame de funcționare.

cvasistabile, ambii tranzistori sînt blocați, iar în cealaltă, ambii tranzistori sînt deblocați.

Începem discuția proceselor din momentul cînd tranzistorii sînt blocați, capacitorul C este descărcat; tensiunea pe emitorul lui T_1 este aproximativ egală cu $-V_{CC}$ (fig. 17.34, b), iar tensiunea pe colectorul său este, de asemenea, egală cu $-V_{CC}$ (fig. 17.34, d). Capacitorul C începe să se încarce prin circuitul $C - R_d - R_{e2} - V_{CC} - V_{EE} - R_{e1}$, a cărui constantă de timp este $\tau_d = C(R_{e1} + R_d + R_{e2})$; tensiunea pe emitorul lui T_1 scade treptat pînă la momentul t_1 , cînd $V_{E1} = 0$ și începe un proces regenerativ de comutare. Condiția $v_{E1} = 0$ survine înaintea condiției $v_{BE2} = 0$ (fig. 17.34, c). În momentul $v_{E1} = 0$, tranzistorul T_1 se deblochează și tensiunea pe colectorul său prezintă un salt pozitiv care deblochează tranzistorul T_2 . Capacitorul C se descarcă rapid prin R_d și cei doi tranzistori deblocați; rezistorul R_d este mai mare decât rezistențele tranzistorilor deblocați (saturați) și este conectat pentru stabilizarea și reglarea duratei impulsurilor pozitive culese pe colectorul lui T_1 . La momentul t_2 capacitorul C_2 este complet descărcat, tranzistorii se blochează și procesul se repetă periodic.

Un avantaj important al multivibratorului cu tranzistori complementari este faptul că tranzistorii sînt deblocați numai în intervalul scurt de formare a impulsului, prin urmare consumul de energie este foarte mic.

XVII.5. CIRCUITE BASCULANTE MONOSTABILE

XVII.5.1. Monostabil cu tranzistori bipolari

Monostabilul face parte din categoria circuitelor basculante avînd o stare de echilibru stabil și una de echilibru instabil. În principiu, schema constă dintr-un amplificator cu două etaje, prevăzut cu o reacție pozitivă profundă (fig. 17.35). Între etajul 1 (tranzistorul T_1) și etajul 2 (tranzistorul T_2) există un cuplaj capacitiv, la fel ca în cazul multivibratorului; cuplajul între ieșirea etajului 2 și intrarea etajului 1 este realizat printr-un divizor rezistiv. Este lesne de observat că starea de echilibru stabil a schemei este T_1 blocat, T_2 deblocat, deoarece pe baza lui T_1 se aplică o tensiune negativă avînd valoarea

$$V_{B1} = V_{BE} R_1 / (R_1 + R_{b1}), \quad (17.107)$$

iar pe baza lui T_2 avem o tensiune ușor pozitivă. Pentru a comuta în starea de cvasiechilibru, T_1 deblocat, T_2 blocat, este necesar să se aplice un impuls de declanșare de scurtă durată. Polaritatea și amplitudinea acestui impuls extern depinde de locul unde este aplicat; în cazul schemei din figura 17.35, impulsul de declanșare este pozitiv și trebuie să aibă o amplitudine suficientă pentru a anula tensiunea negativă continuă V_{B1} .

Diagramele tensiunilor sînt arătate în figura 17.36. Înainte de aplicarea impulsului de declanșare, schema se află în starea de echilibru stabil, cînd capacitorul C_2 este încărcat avînd polaritatea indicată în figura 17.35. În momentul aplicării impulsului de declanșare de amplitudine $V_{dec} > |V_{B1}|$, schema comută prin proces regenerativ în starea de cvasiechilibru T_1 deblocat, T_2 blocat. La începutul acestei stări,

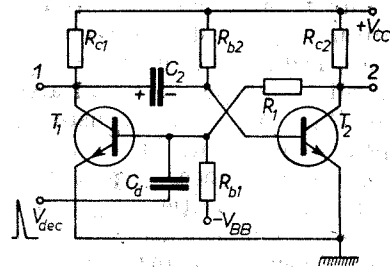


Fig. 17.35. Monostabil cu tranzistori bipolari.

pe baza lui T_2 este prezentă tensiunea negativă $v_{B2} = -V_{CC}$, care scade treptat datorită descărcării capacitorului C_2 prin circuitul $C_2 - R_{b2} - V_{CC} - T_1$; la momentul t_1 , v_{B2} devine zero (fig. 17.36, d) și schema comută din nou în starea de echilibru stabil, care se menține pînă la aplicarea unui nou impuls de declanșare. Impulsurile de ieșire pot fi culese pe oricare din cei doi colectori.

Se observă că după aplicarea impulsului de declanșare, procesele sînt identice cu cele din multivibrator; din această cauză, monostabilul este adesea numit *multivibrator în regim de așteptare*, fiind folosit pentru obținerea unor impulsuri de durată dorită (reglabilă).

Durata impulsului de ieșire se determină după formula (17.88) în care se înlocuiește v_{B1} prin v_{B2} ; avînd în vedere relațiile

$$v_{B2}(0) = -V_{CC}, v_{B2}(t_1) = 0, v_{B2}(\infty) = V_{CC}, \quad (17.108)$$

se obține

$$t = \tau \ln 2 = 0,7 C_2 R_{b2}. \quad (17.109)$$

Durata frontului anterior al impulsului cules pe colectorul lui T_1 este determinată de constanta de încărcare $\tau_{2inc} \simeq C_2 R_{c1}$; impulsurile culese pe

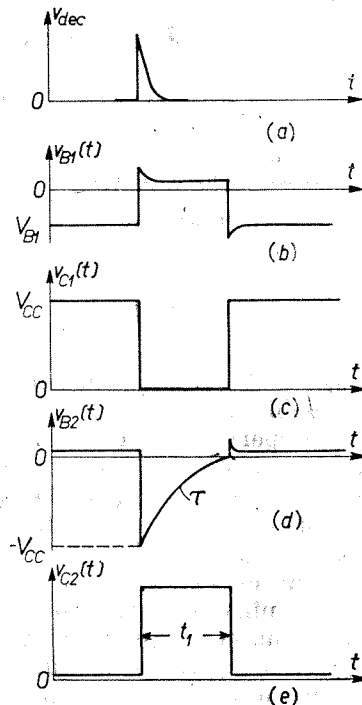


Fig. 17.36. Diagramele de funcționare a monostabilului din figura 17.35.

colectorul lui T_2 au fronturi mai abrupte, însă amplitudinea este mai mică.

Condiția de proces regenerativ este $L = A_{1v} A_{2v} D_{21} > 1$, unde A_{1v} , A_{2v} se calculează după relațiile (17.80), cu singura diferență că $R_{c2} = R_{c2} \parallel (R_1 + R_{in1})$, iar D_{21} reprezintă coeficientul de transmisie a semnalului din colectorul lui T_2 pe baza lui T_1 și are valoarea $D_{21} = R_{in1}/(R_{in1} + R_1)$. Avînd în vedere inegalitățile $R_{b2} > R_{c1} \gg R_{in2}$, $R_{c2} \gg R_{in1}$, condiția $L > 1$ devine

$$h_{21}^2 > 1 + R_1/R_{c2}. \quad (17.110)$$

Condiția de saturatie a tranzistorului T_2 este $h_{21 \min} i_{B2} \geq i_{C2}$, unde $i_{B2} = V_{CC}/R_{b2}$, $i_{C2} = V_{CC}/R_{c2}$; astfel, condiția devine $h_{21 \min} R_{c2} > R_{b2}$. Realizarea condiției de saturatie a tranzistorului T_1 , $h_{21 \min} i_{B1} > i_{C1 \max}$, impune calcule mai precise; observînd că $i_{C1 \max}$ are expresia

$$i_{C1 \max} = V_{CC}/R_{c1} + i_{D1 \max} \simeq V_{CC}/R_{c1} + 2V_{CC}/R_{b2}, \quad (17.111)$$

iar curentul de bază este

$$i_{B1} \simeq V_{CC}/(R_{c2} + R_1) - V_{BB}/R_{b1}. \quad (17.112)$$

rezultă

$$R_{b1} \geq \frac{V_{BB}}{V_{CC}} \left(\frac{1}{R_1} - \frac{R_{b2} + 2R_{c1}}{h_{21 \min} R_{c1} R_{b2}} \right) - 1. \quad (17.113)$$

Amplitudinea impulsului cules pe colectorul lui T_1 este aproximativ egală cu V_{CC} ; amplitudinea impulsului cules pe colectorul lui T_2 este mai mică

$$V_{m2} \simeq V_{CC} R_1/(R_1 + R_{c2}). \quad (17.114)$$

XVII.5.2. Metode de declanșare. Variante

Parametrii impulsurilor obținute de la monostabil sînt influențați de către circuitul de declanșare, adică de forma acestor impulsuri și punctul în care sînt aplicate. De exemplu, în cazul schemei din figura 17.35, impulsurile de declanșare mai pot fi aplicate pe baza lui T_2 (negative), pe colectorul lui T_1 (negative) sau pe colectorul lui T_2 (pozitive). Prin aplicarea impulsurilor de declanșare în colector, impulsurile de ieșire au o formă mai bună, însă puterea impulsurilor de declanșare trebuie să fie mai mare. În continuare descriem cîteva scheme de monostabili cu performanțe superioare.

a) *Monostabil cu tranzistor suplimentar de declanșare* (fig. 17.37, a). Acest monostabil, numit cu *declanșare sigură* permite obținerea unor impulsuri de durată scurtă și fronturi foarte mici. Impulsurile de declanșare se aplică pe baza tranzistorului suplimentar T_3 , care pînă în acest moment se afla în stare de blocare, la fel ca și tranzistorul T_1 . Drept urmare, tranzistorul T_3 se deblochează, iar saltul negativ al tensiunii de colector comută schema în starea de cvasiechilibru; apoi procesele decurg la fel și în cazul monostabilului din figura 17.35. Întrucît circuitul de declanșare este total separat de elementele schemei care determină forma și durata impulsului de ieșire, aceste impulsuri au performanțe superioare.

b) *Monostabil cu cuplaj prin emitori* (fig. 17.37, b). Particularitatea schemei constă în faptul că starea de echilibru stabil, T_1 blocat, T_2 deblocat, poate

fi asigurată cu ajutorul rezistorului R_e fără a utiliza o sursă de alimentare suplimentară.

Într-adevăr, în starea stabilă inițială, tranzistorul T_2 fiind deblocat (rezistorii R_{b2} și R_e se aleg astfel încît curentul de bază I_{B2} să asigure saturația lui T_2), curentul său de emitor I_{E2} dă naștere unei căderi de tensiune pe R_e , $V_E = I_{E2}R_e$, care blochează tranzistorul T_1 ; desigur, elementele divizorului rezistor R_1 , R_2 trebuie alese astfel încît $V_{E1} > V_{B1}$. Capacitorul C_2 este încărcat avînd la borne tensiunea $v_{C2} = V_{CC} - I_{E2}R_e$. Aplicînd impulsul de declanșare pe baza lui T_1 , acesta începe să se deblocheze, iar saltul negativ al tensiunii de pe colectorul său este transmis spre baza lui T_2 , care începe să se blocheze. Are loc micșorarea curentului I_{E2} , care la rîndul său accentuează deblocarea lui T_1 etc., astfel în urma procesului regenerativ, schema comută în starea de cvasiechilibru, T_1 deblocat, T_2 blocat. Această stare durează pînă în momentul t_1 , cînd se termină descărcarea capacitorului C_2 , apoi schema revine în starea stabilă inițială. Considerînd R_{c1} , $R_{c2} \gg R_e$, durata impulsului de ieșire este determinată de relația aproximativă

$$t_1 \approx R_{c2}C_2 \ln [1 + V_{CC}/(V_{CC} + R_{b2}I_{C02})]. \quad (17.115)$$

c) Monostabil cu cuplaj capacitiv între emitori (fig. 17.37, c). Schema este asemănătoare cu cea a multivibratorului cu cuplaj capacitiv între emitori (fig. 17.33, a); singura diferență constă în înlăturarea sursei V_{EE} și tocmai prin aceasta se realizează starea de echilibru stabil, T_1 blocat, T_2 deblocat.

Într-adevăr, în momentul terminării procesului de încărcare a capacitorului C , tensiunea pe emitorul lui T_1 este $V_{E1} = R_{e1}I_{E1} > 0$ și acest tranzistor rămîne în continuare blocat. Comutarea schemei în starea de cvasiechilibru are loc în urma aplicării unui impuls de declanșare negativ pe baza lui T_2 , care este cuplată direct cu colectorul lui T_1 .

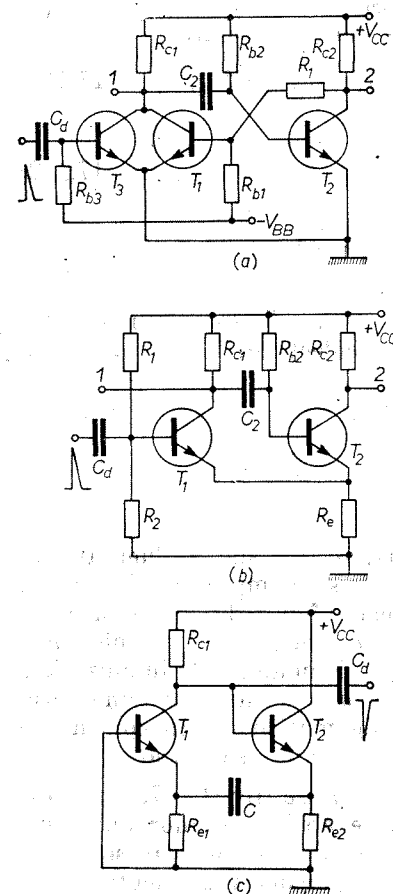


Fig. 17.37. Variante de monostabil: a - cu tranzistor suplimentar de declanșare; b - cu cuplaj prin emitori; c - cu cuplaj capacitiv între emitori.

Monostabilul din figura 17.37, c are aceleași particularități ca și multivibratorul din figura 17.33, a: stabilitate față de variațiile temperaturii, coeficient de umplere comparabil cu al oscilatorului autoblocat, impulsuri de durată foarte scurtă și fronturi abrupte.

XVII.6. CIRCUITE BASCULANTE BISTABILE

XVII.6.1. Bistabil cu tranzistori bipolari

Bistabilul face parte din categoria circuitelor basculante cu două stări de echilibru stabil; uneori bistabilul este numit circuit Eccles-Jordan după numele inventatorilor. Schema bistabilului constă dintr-un amplificator cu două etaje cu cuplaj rezistiv, în care este prezentă o reacție pozitivă profundă. Datorită acestei reacții, semnalul de ieșire depinde atât de valoarea instantanee a semnalului de intrare, cît și de starea în care se găsea schema, adică de istoria ei; prin urmare, bistabilul este un circuit basculant cu memorie.

Schema de principiu a bistabilului simetric cu tranzistori bipolari este arătată în figura 17.38. Atunci cînd ambii tranzistori se află în regiunile active de funcționare, în schemă acționează o reacție pozitivă profundă. Drept urmare, orice mică fluctuație cauzează un proces regenerativ de comutare, care se termină odată cu fixarea schemei în una din stările de echilibru stabil; în această stare, unul din tran-

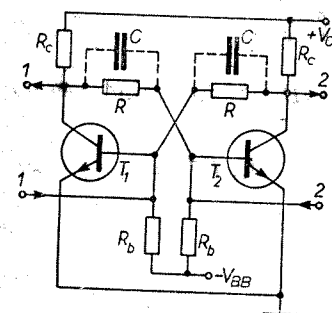


Fig. 17.38. Bistabil cu tranzistori bipolari.

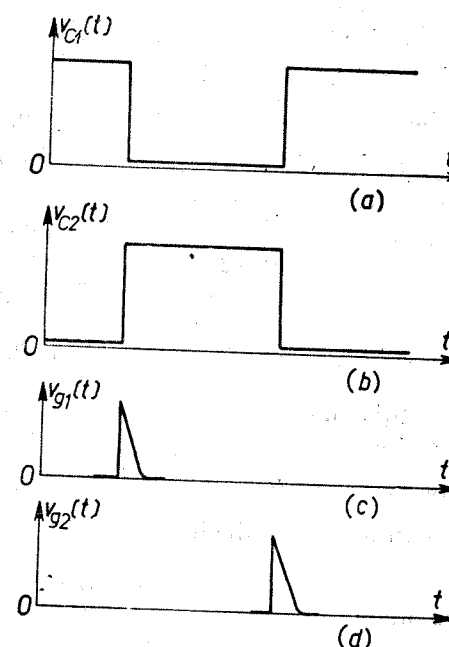


Fig. 17.39. Diagramele de funcționare a bistabilului din figura 17.38.

zistori este blocat, iar celălalt deblocat (saturat), deci reacția pozitivă își încetează acțiunea. Cele două stări de echilibru stabil sînt: 1) T_1 blocat, T_2 deblocat și 2) T_1 deblocat, T_2 blocat; valorile rezistorilor și ale tensiunilor V_{CC} , V_{BB} se aleg astfel încît blocarea și saturația tranzistorilor să fie efectiv asigurate. Comutarea bistabilului dintr-o stare de echilibru în cealaltă poate fi efectuată numai prin aplicarea unor impulsuri de declanșare, de polaritate și amplitudine corespunzătoare. Semnalele de declanșare avînd aceeași polaritate pot fi aplicate în două moduri: 1) separat și succesiv pe fiecare bază (sau colector) și 2) concomitent pe bazele

sau colectorii tranzistorilor. În primul caz, bistabilul funcționează în regim de comutator electronic (sau element de memorie), în al doilea caz funcționează în regim de numărător (sau divizor de frecvență a impulsurilor).

Considerăm un bistabil simetric în regim de comutator electronic, a cărui stare stabilă inițială este T_1 blocat, T_2 deblocat. Tensiunile pe cei doi colectori v_{c1} , v_{c2} sînt arătate în figura 17.39, a, b. Aplicînd un impuls de declanșare pozitiv (fig. 17.39, c) pe baza lui T_1 , de amplitudine suficientă pentru a scoate tranzistorul din regiunea de blocare, are loc un proces regenerativ de comutare în cea de-a doua stare stabilă, T_1 deblocat, T_2 blocat. Schema rămîne în această stare pînă la aplicarea unui impuls pozitiv pe baza lui T_2 (fig. 17.39, d), care o aduce în starea inițială.

Amplitudinea saltului pozitiv de tensiune pe colectorul tranzistorului care comută din starea de saturație în cea de blocare este $V_m = V_{cb} - V_{cs}$. Considerînd că tensiunea pe baza tranzistorului saturat este foarte mică, se poate scrie

$$V_{cb} = \frac{V_{CC}R}{R + R_c} - I_{CO}R_c \approx \frac{V_{CC}R}{R + R_c}; \quad (17.116)$$

avînd în vedere că $V_{cs} \ll V_{cb}$, amplitudinea saltului este

$$V_m \approx V_{CC}R/(R + R_c). \quad (17.117)$$

Pentru funcționarea normală a bistabilului este necesar să fie realizate condițiile de blocare și saturație și de proces regenerativ. Condițiile de blocare și saturație sînt [29]

$$R_b \leq V_{BB}/I_{CO \max}, \quad (17.118)$$

$$R_b \geq \frac{V_{BB}}{V_{CC}} (R + R_c) \left(\frac{h_{21} - 1}{h_{21}} - \frac{R}{h_{21}R_c} \right)^{-1}. \quad (17.119)$$

Condiția de proces regenerativ este $L = A_{1v}A_{2v}D_{12}D_{21} > 1$. Ținînd seama de relațiile

$$R_{\Sigma 1} = R_{\Sigma 2} = R_c \parallel (R + R_{in}), D_{12} = D_{21} = R_{in}/(R_{in} + R), R_c, R \gg R_{in}, \quad (17.120)$$

condiția $L > 1$ devine

$$h_{21}^2 R_c^2 / (R_c + R)^2 > 1, \quad (17.121)$$

de unde

$$R < (h_{21} - 1)R_c. \quad (17.122)$$

În schemele practice, în paralel cu rezistorii R se conectează capacitorii C de valori mici ($C = 25 \div 100$ pF), care accelerează procesele regenerative de comutare.

XVII.6.2. Bistabil cu tranzistori TEC

Schema de principiu a bistabilului cu tranzistori TECMOS cu canal inițial de tip N este arătată în figura 17.40. Funcționarea este similară cu cea a schemei din figura 17.38; intervin cîteva particularități datorită faptului că tranzistorii TEC sînt dispozitive cu comandă în tensiune. Diagramele tensiunilor sînt identice cu cele din figura 17.39.

Pentru funcționarea normală a bistabilului, elementele schemei trebuie astfel alese încît să fie satisfăcute condițiile de blocare și deblocare a tranzistorilor și condițiile de proces regenerativ. Mai întîi trebuie precizat că rezistorii de drenă R_d se aleg din condițiile impuse asupra amplitudinii impulsurilor de ieșire și a puterii disipate pe tranzistorul deblocat. De obicei, R_d se determină pe caracteristicile statice de ieșire ale tranzistorului.

Considerăm un bistabil simetric. Tensiunea pe poarta tranzistorului blocat trebuie să fie mai mare în valoare absolută decît V_P ,

$$V_{GG} - \frac{V_D + V_{GG}}{R + R_g} R_g > |V_P|, \quad (17.123)$$

iar pentru tensiunea de pe poarta tranzistorului deblocat punem condiția să fie ușor pozitivă

$$\frac{V_{DD} + V_{GG}}{R_d + R + R_g} R_g - V_{GG} \geq 0. \quad (17.124)$$

Notînd $V_D = V_{DD} - V_m$ și ținînd cont de inegalitatea $R_d \ll R$, din ultimele două inegalități rezultă

$$V_{GG} \geq \frac{V_{DD} |V_P|}{V_m - |V_P|}. \quad (17.125)$$

Luînd valori mari pentru V_{GG} , există posibilitatea micșorării raportului $\eta = R/R_g$; valorile mici ale lui R sînt preferabile, deoarece se micșorează durata procesului regenerativ, iar valorile mari ale lui R_g sînt necesare pentru mărirea coeficientului de amplificare în bucla de reacție pozitivă. Din relațiile (17.23), (17.24) se obțin valorile posibile ale lui η

$$\frac{V_{DD} - V_m + |V_P|}{V_{GG} - |V_P|} < \frac{R}{R_g} = \eta < \frac{V_{DD}}{V_{GG}}. \quad (17.126)$$

În practică se ia $R_g = (10 \div 15) R_d$, iar $R = \eta R_g$.

Condiția de proces regenerativ $L = A_{1v}A_{2v}D_{12}D_{21} > 1$ devine

$$g_m \frac{R_d R_a}{R_d + R_a} \frac{R_g}{R_g + R} > 1; \quad (17.127)$$

ultima inegalitate trebuie să se verifice cu valorile R_d , R , R_g găsite anterior.

XVII.6.3. Bistabil Schmitt

Bistabilul (triggerul) Schmitt reprezintă un circuit basculant cu două stări de echilibru stabil, însă se deosebește de circuitul Eccles-Jordan prin faptul că are o structură asimetrică.

Schema clasică a bistabilului Schmitt cu tranzistori bipolari este arătată în figura 17.41 și constă dintr-un amplificator cu două etaje avînd un cuplaj rezistiv, în care este prezentă o reacție pozitivă profundă. Față de schema bistabilului simetric din figura 17.38 se constată o modificare importantă, anume conexiunea rezistivă R , R_b dintre colectorul lui T_2 și baza lui T_1 este înlocuită printr-un rezistor comun de emitor, R_e . Ca urmare, schema prezintă două avantaje importante: 1) colectorul tranzistorului T_2 nu este conectat direct cu elementele buclei de reacție pozitivă, deci impulsurile

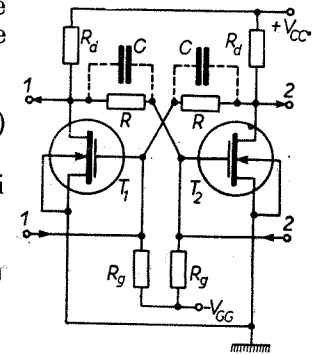


Fig. 17.40. Bistabil cu tranzistori TECMOS.

de ieșire culese pe acest colector vor avea fronturi mai bune, iar funcționarea bistabilului este slab influențată de sarcină; 2) baza tranzistorului T_1 este, de asemenea, izolată de elementele buclei de reacție pozitivă și constituie punctul cel mai potrivit pentru aplicarea semnalului de comandă.

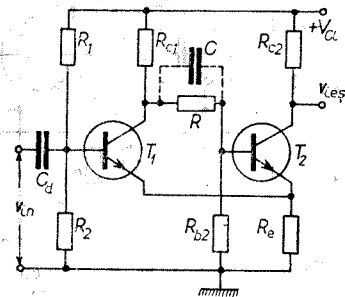


Fig. 17.41. Bistabil Schmitt cu tranzistori bipolari.

În general, bistabilul are impedanța de intrare relativ mare, iar cea de ieșire, mică. Principalele aplicații sînt: *formator de impulsuri dreptunghiulare*, atunci cînd la intrare se aplică tensiuni alternative de formă oarecare; *element de memorare* a polarității impulsurilor de intrare (memorează polaritatea primului impuls din secvență și comută odată cu schimbarea polarității impulsurilor); *discriminator* (comparator) de amplitudine.

Bistabilul asimetric (Schmitt), numit adesea bistabil cu cuplaj prin emitori, are două stări de echilibru stabil: prima stare (inițială), T_1 blocat, T_2 deblocat; a doua stare (de lucru), T_1 deblocat, T_2 blocat. Comutarea dintr-o stare în cealaltă are loc prin proces regenerativ de fiecare dată cînd tensiunea de intrare $v_{in}(t)$ atinge *nivelele prag*, V_1 și V_2 : cînd $v_{in} > V_1$, bistabilul comută din starea inițială în cea de lucru; cînd v_{in} devine mai mic decît V_2 , bistabilul comută din starea de lucru în cea inițială. Trebuie observat că prin rezistorul R_3 , odată cu reacția pozitivă între T_2 și T_1 , se realizează și o reacție negativă de curent în fiecare etaj separat; deși reacția pozitivă este preponderentă, în procesul regenerativ de comutare trebuie ținut seama și de reacția negativă.

Pentru înțelegerea funcționării bistabilului Schmitt este necesară precizarea noțiunilor de tensiuni (nivele) prag și de histerezis. În acest scop se trasează caracteristica $v_{ies} = f(v_{in})$ avînd ca parametru modulul coeficientului de amplificare în buclă deschisă, L ; v_{ies} se culege pe colectorul lui T_2 , iar v_{in} se aplică pe baza lui T_1 . Presupunînd schema în starea inițială, pe emitorul lui T_1 avem o tensiune negativă, iar pe colectorul lui T_2 este prezentă o tensiune pozitivă $v_{ies} = V_{CC} - I_{C2}R_{C2}$. În cazul cînd $L \leq 1$, graficul $v_{ies} = f(v_{in})$ are forma arătată în figura 17.42, a. Atît timp cît $v_{in} < V_1$, tranzistorul T_1 rămîne blocat și tensiunea de ieșire rămîne neschimbată; pentru valori $v_{in} \geq V_1$ și $L < 1$, schema funcționează în regim

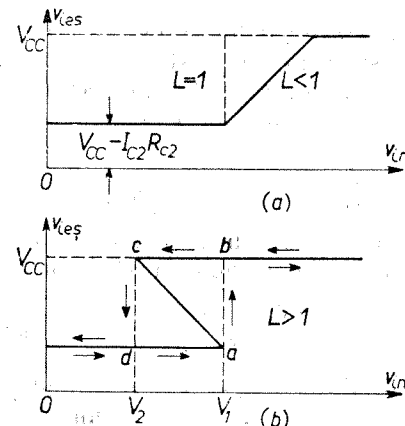


Fig. 17.42. Diagrame pentru precizarea noțiunilor de tensiuni prag și histerezis la un circuit cu reacție pozitivă.

de amplificator liniar, v_{ies} crește liniar în funcție de v_{in} pînă la valoarea V_{CC} cînd T_2 se blochează complet. Dacă $L = 1$, în momentul $v_{in} = V_1$, schema comută în starea de lucru prin proces regenerativ. Dacă $L > 1$, pentru valori $v_{in} > V_1$, dependența dintre v_{ies} și v_{in} este descrisă de curba plină din figura 17.42, b (relațiile matematice indică o pantă negativă). Porțiunea de pantă negativă a caracteristicii este instabilă, astfel cînd $v_{in} > V_1$, schema comută din starea inițială în cea de lucru în salt după linia punctată ab ; micșorînd pe v_{in} , schema va comuta din starea de lucru în cea inițială cînd $v_{in} < V_2$, urmînd linia punctată cd . Se observă că dependența $v_{ies} = f(v_{in})$ în cazul $L > 1$ are forma unei curbe de histerezis; în acest sens se definește tensiunea de histerezis $V_H = V_1 - V_2$. Pentru funcționarea normală a bistabilului Schmitt este necesar ca elementele schemei să fie astfel alese încît $V_2 < V_1$, în caz contrar, schema pierde proprietățile de histerezis. Trebuie subliniat că și în cazul bistabilului Eccles-Jordan, dependența dintre tensiunea culeasă pe colectorul unui tranzistor și tensiunea alternativă aplicată pe baza celuilalt are forma arătată în figura 17.42, b; nu ne-am oprit asupra acestei probleme, deoarece bistabilii simetrici funcționează în regim de comutator și numărător, unde se poate face abstracție de tensiunea de histerezis.

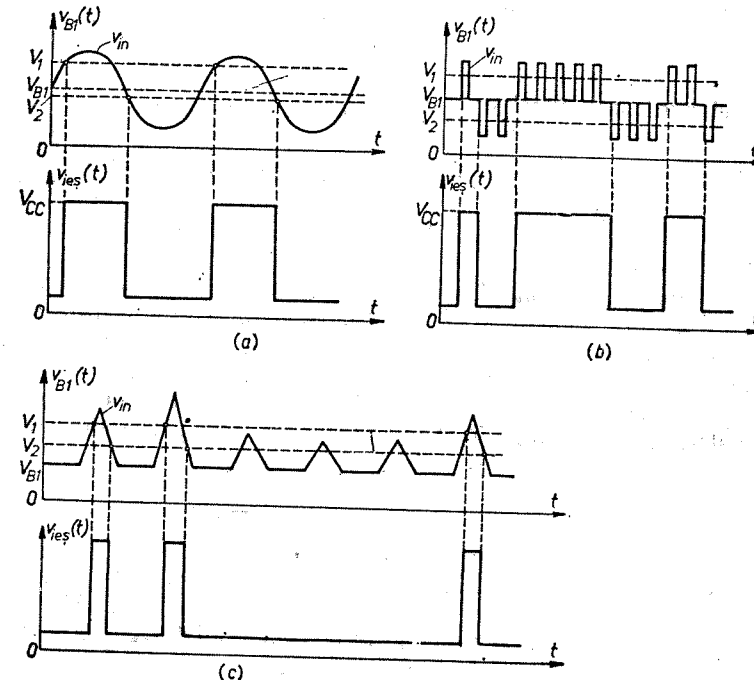


Fig. 17.43. Regimuri de funcționare a bistabilului Schmitt:
a — formarea impulsurilor dreptunghiulare; b — memorarea polarității impulsurilor; c — discriminator de amplitudine.

Condițiile de blocare și deblocare a tranzistorilor se determină la fel ca în cazul bistabilului simetric, bineînțeles ținîndu-se seama de particularitățile bistabilului asimetric.

Funcționarea bistabilului Schmitt în unul din regimurile enunțate mai sus este condiționată de tensiunea de polarizare inițială a bazei lui T_1 și de forma semnalului de intrare:

a) regim de formare a impulsurilor dreptunghiulare, atunci cînd la intrare se aplică o tensiune alternativă. În acest caz, tensiunea de polarizare inițială V_{B1} pe baza lui T_1 , dată de divizorul R_1, R_2 , este cuprinsă în interiorul curbei de histererezis $V_2 < V_{B1} < V_1$. Graficele de funcționare sînt arătate în figura 17.43, a. Dacă V_{B1} se află la mijlocul intervalului, între V_2 și V_1 , coeficientul de umplere al impulsurilor de ieșire este $Q_u = 0,5$; coeficientul de umplere poate fi schimbat în anumite limite prin varierea poziției lui V_{B1} între V_2 și V_1 ;

b) dacă semnalul de intrare se prezintă sub forma unor succesiuni de impulsuri de polarități diferite și $V_2 < V_{B1} < V_1$, schema comută ori de cîte ori se schimbă polaritatea impulsurilor de intrare (fig. 17.43, b); acesta este regimul de memorare a polarității impulsurilor;

c) dacă V_{B1} este mai mic decît V_2 , schema poate funcționa în regim de discriminator de amplitudine a impulsurilor (fig. 17.43, c).

Bistabilul Schmitt se utilizează pe scară largă în sistemele de telecomenzi și telemăsurări; la fel ca și bistabilii simetrici, el poate fi echipat și cu tranzistori TEC sau tuburi electronice.

XVII.6.4. Variante constructive

Există o mare varietate de bistabili simetrici și asimetrice; fiecare schemă prezintă anumite particularități care pot fi utile în diferite aplicații practice. În continuare descriem cîteva variante mai răspîndite, insistînd asupra circuitelor de declanșare.

a) *Bistabil simetric cu polarizare automată și diode de fixare* (fig. 17.44, a). Ne oprim întîi asupra polarizării automate. Tensiunea de polarizare a tranzistorilor este obținută cu ajutorul grupului $R_E C_E$ și este egală cu căderea de tensiune pe R_E dată de curentul tranzistorului deblocat, deci $-V_{BB} = V_E = V_{CC1} R_E / (R_E + R_c)$. Capacitorul C_E se ia de valoare suficient de mare, astfel încît grupul $R_E C_E$ să nu influențeze procesele regenerative

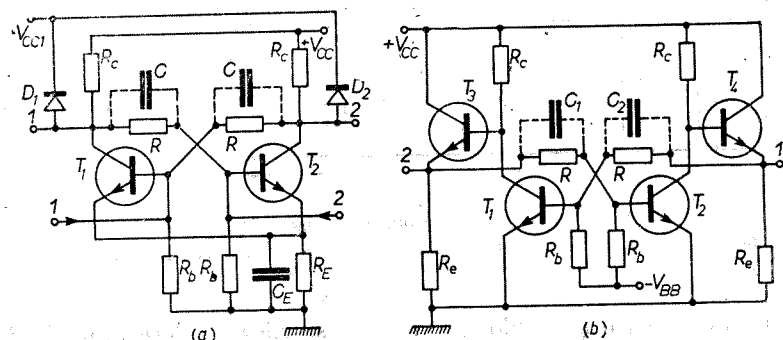


Fig. 17.44. a — Bistabil simetric cu polarizare automată și diode de fixare; b — bistabil cu repetori pe emitor în bucla de reacție.

de comutare. Avantajul schemei constă în eliminarea unei surse suplimentare de polarizare. Schema are și unele neajunsuri: amplitudinea salturilor de tensiune pe colectori este mai mică, schema se complică prin conectarea grupului $R_E C_E$.

Diodele D_1, D_2 conectate la sursa suplimentară V_{CC1} ($V_{CC1} < V_{CC}$) au rolul de a fixa nivelul tensiunii pe colectorul tranzistorului blocat; prin aceasta se micșorează în mod substanțial influența temperaturii și a sarcinii R_c conectate în colector asupra funcționării bistabilului. Utilizarea diodelor de fixare este recomandabilă în orice schemă basculantă.

b) *Bistabil simetric cu repetori pe emitor în bucla de reacție* (fig. 17.44, b). Schema are două avantaje: 1) crește frecvența de comutare ca urmare a

faptului că capacitorii C_1, C_2 de accelerare a procesului regenerativ se încarcă rapid prin rezistențele de ieșire (de valoare mică) a repetitorilor pe emitor; 2) culegînd impulsurile de ieșire de pe emitorii tranzistorilor T_3, T_4 , schema poate funcționa cu rezistențe de sarcină foarte mici.

c) *Bistabil cu declanșare separată pe baze* (fig. 17.45, a). Performanțele bistabilului sînt influențate de către circuitul de declanșare. După cum s-a specificat mai sus, impulsurile de declanșare pot fi aplicate separat (regim de comutare) sau într-un singur punct (regim de numărare). Circuitul de declanșare este format din elementele C_d, D_d, R_d și sursa V_{1d} . Declanșarea bistabilului

poate fi efectuată atît prin impulsuri (de obicei, de scurtă durată), cît și prin salturi de tensiune; din această cauză, în circuitul de declanșare s-a introdus grupul de derivare $C_d R_d$. Dacă durata impulsului este mare în comparație cu constanta de timp $\tau_d = C_d R_d$, în urma derivării se obțin impulsuri scurte de polarități diferite, care pot produce declanșări false; impulsurile nedorite sînt înlăturate cu ajutorul diodelor. Tensiunea V_{1d} menține diodele blocate în intervalul dintre impulsuri.

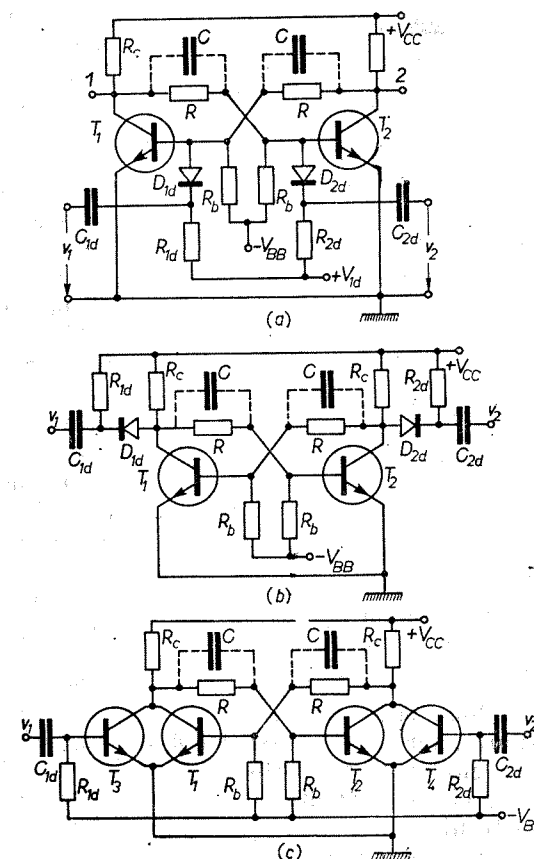


Fig. 17.45. Metode de declanșare a bistabililor: a — declanșare separată pe baze; b — declanșare separată pe colectori; c — cu tranzistori suplimentari de declanșare.

d) *Bistabil cu declanșare separată pe colectori* (fig. 17.45, b). Schema este analogă cu precedenta, cu singura diferență că diodele sînt conectate în colectori, iar $V_{1a} = V_{CC}$.

e) *Bistabil cu tranzistori suplimentari de declanșare* (fig. 17.45, c). Schema are avantajul că elementele circuitului de declanșare sînt separate de elementele

buclei de reacție datorită tranzistorilor suplimentari T_3, T_4 . Se poate efectua o declanșare sigură, iar impulsurile de ieșire au fronturi abrupte.

f) *Bistabil în regim de numărare*. Bistabilii simetrici au căpătat o largă utilizare în calculatoarele electronice, ca parte integrantă a registrelor de numărare; în acest caz, bistabilii funcționează în regim de numărare, adică în regim de divizare a frecvenței impulsurilor de intrare.

O schemă mult utilizată în practică este arătată în figura 17.46, a; circuitul de declanșare constă din elementele $C_1, C_2, D_1, D_2, R_{1a}, R_{2a}$. Diagramele tensiunilor sînt arătate în figura 17.46, b. Elementele circuitului de declanșare sînt astfel alese încît să aibă loc o acțiune de derivare a impulsurilor de intrare care depășesc o anumită durată; salturile pozitive obținute după derivare sînt înlăturate de către diode.

Presupunem că în starea inițială, T_1 este blocat și T_2 deblocat; este evident că în acest caz, D_1 este polarizată invers și are o rezistență foarte mare, iar D_2 este polarizată direct avînd o rezistență foarte mică. Impulsurile negative de declanșare vor fi ghidate spre baza lui T_2 , urmînd procesul de comutare a schemei în cea

Fig. 17.46. Bistabil în regim de numărare:

a — schemă; b — diagramele tensiunilor.

de a doua stare. În această stare, T_1 este deblocat și T_2 blocat, dioda D_1 conduce, iar D_2 este polarizată invers, prin urmare impulsul de declanșare va fi ghidat spre poarta lui T_1 și urmează comutarea schemei etc. Din figura 17.46, b rezultă că frecvența de repetiție a impulsurilor de ieșire (pe colectorul unui tranzistor) este de două ori mai mică decît frecvența impulsurilor de declanșare.

XVII.7. GENERATORUL AUTOBLOCAT

Generatorul autoblocat (blocking-generatorul) este un circuit basculant care poate funcționa atît în regim astabil (de oscilație), cît și în regim de așteptare (de formare a impulsurilor). Trăsătura sa distinctivă constă în faptul

că conține un singur tranzistor, iar bucla de reacție pozitivă se realizează cu ajutorul unui transformator de impulsuri; transformatorul are fie un miez nesaturat, fie un miez din ferită cu ciclul histerezis dreptunghiular. Generatorul autoblocat se utilizează în special pentru obținerea unor impulsuri de putere, avînd durată foarte scurtă, fronturi abrupte și coeficient de umplere mic.

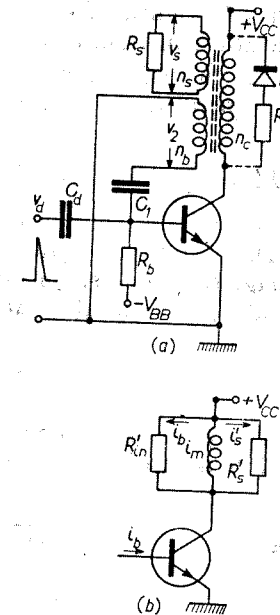


Fig. 17.47. Generatorul autoblocat în regim de așteptare:

a — schemă cu tranzistor bipolar; b — schemă echivalentă.

A. *Generator autoblocat în regim de așteptare*. Ne referim la schema echipată cu tranzistor bipolar în conexiune EC (fig. 17.47, a), la care impulsurile de declanșare se aplică prin intermediul capacitorului C_a . Transformatorul are de obicei trei înfășurări: înfășurarea de colector cu n_c spire, înfășurarea de bază cu n_b spire și înfășurarea de cuplare a sarcinii cu n_s spire. Dimensiunile și regimul de funcționare a transformatorului se aleg astfel încît miezul să nu se satureze. Sensurile înfășurărilor de colector și bază se aleg în mod adecvat pentru ca reacția între colector și bază să fie pozitivă. Elementele schemei se aleg astfel încît coeficientul de amplificare în buclă deschisă să fie mai mare decît 1 atunci cînd tranzistorul se află în regiunea activă. În funcționarea generatorului autoblocat distingem patru etape.

1) *Starea inițială*, care constituie o stare de echilibru stabil, se caracterizează prin faptul că tranzistorul este blocat cu ajutorul tensiunii negative pe bază

$$v_B(0) = v_{C1}(0) = -V_{BB} + I_{CO}R_b < 0; \quad (17.128)$$

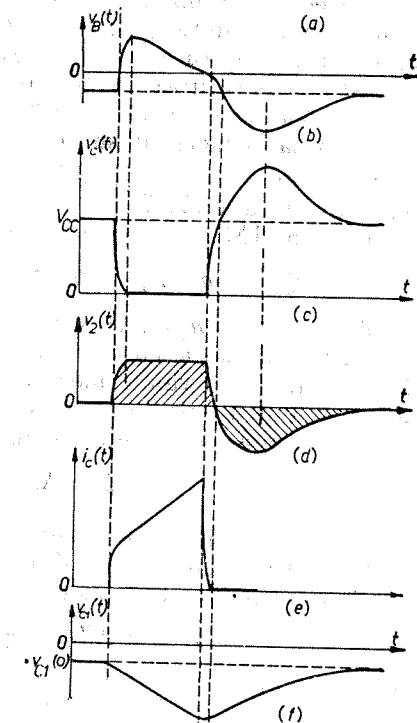


Fig. 17.48. Diagramele de funcționare a oscilatorului autoblocat.

tensiunea pe colector este $v_c = V_{cc}$. Curentul de magnetizare și tensiunile la bornele înfășurărilor sînt zero.

2) *Declanșarea și comutarea schemei.* Aplicînd pe bază un impuls de tensiune (fig. 17.48, a), tranzistorul este adus în regiunea activă și drept urmare acționează o reacție pozitivă profundă; schema comută prin proces regenerativ în starea de echilibru instabil în care tranzistorul este puternic saturat. Procesul de comutare decurge astfel: o mică creștere a curentului i_c cauzează creșterea curentului i_b care la rîndul său duce la creșterea lui i_c etc., pînă cînd tranzistorul se saturează și tensiunea de colector devine $v_c = V_{c\text{sat}} \simeq 0$ (fig. 17.48, c). Variația tensiunii de bază este arătată în figura 17.48, b, iar forma tensiunii la bornele înfășurării de bază este arătată în figura 17.48, d.

Pentru determinarea condiției de proces regenerativ, ne referim la schema echivalentă din figura 17.47, b, în care s-a efectuat operația de reducere la primar (vezi cap. IX). S-au introdus notațiile

$$i'_b = i_b/n_1, R'_s = n_1^2 R_{in}, i'_s = i_s/n_2, R'_s = n_2^2 R_s, \quad (17.129)$$

unde $n_1 = n_c/n_b$, $n_2 = n_c/n_s$. O variație Δi_b a curentului de bază produce o variație $\Delta i_c = h_{21} \Delta i_b$ a curentului de colector. Dat fiind că inductanța L_1 și capacitorul C_1 au valori mari, curentul de magnetizare i_m și tensiunea v_{c1} rămîn neschimbate pe durata procesului regenerativ, deci variația Δi_c va produce o variație a curentului i'_b conform relației

$$\Delta i'_b = \Delta i_c \zeta = h_{21} \zeta \Delta i_b, \quad (17.130)$$

unde $\zeta = R'_s / (R'_s + R'_{in})$. La rîndul său, variația $\Delta i'_b$ produce o variație a curentului de bază egală cu $n_1 \Delta i'_b$, deci coeficientul de amplificare în curent în bucla de reacție deschisă este

$$L = n_1 \Delta i'_b / \Delta i_b = n_1 h_{21} \zeta = h'_{21} \zeta. \quad (17.131)$$

Condiția $L > 1$ devine

$$h_{21} > (1 + R'_{in}/R'_s)/n_1. \quad (17.132)$$

Trebuie subliniat că în ultimele relații n-au fost luate în considerare rezistența de colector r_c și R_b ; cînd se ține seama de ele, în relația (17.132) R'_s se înlocuiește prin $R'_s \parallel R_b \parallel r_c$, unde $R'_s = n_1^2 R_b$. Procesul regenerativ durează pînă cînd tranzistorul intră în regiunea de saturație, unde condiția (17.132) nu mai este satisfăcută.

3) *Formarea palierului impulsului.* Palierul (durata) impulsului este determinat de procesele care au loc în schemă cînd tranzistorul este saturat. În acest interval are loc creșterea liniară a curentului de magnetizare și încărcarea capacitorului C_1 , efecte prin care se absoarbe sarcina stocată în bază în timpul procesului de comutare. Într-adevăr, imediat după comutare, la bornele înfășurărilor de colector și bază au loc salturile de tensiune V_{cc} , respectiv V_{cc}/n_1 ; în conformitate cu legea inducției electromagnetice are loc o creștere liniară a curentului de magnetizare $i_m = V_{cc}t/L_1$, care duce la creșterea liniară a curentului de colector (fig. 17.48, e) și intensifică procesul de absorbție a sarcinii stocate în bază. De asemenea, încărcarea capacitorului C_1 (fig. 17.48, f) la tensiunea constantă V_{cc}/n_1 este însoțită de micșorarea curentului de încărcare $i_{inc} \simeq i_b$, fapt ce duce la diminuarea

sarcinii din bază. Se ajunge astfel la un moment cînd sarcina stocată în bază, Q_s , este complet absorbită și tranzistorul trece în regiunea activă.

4) *Comutarea inversă și restabilirea stării inițiale.* Odată cu intrarea tranzistorului în regiunea activă începe procesul de comutare inversă, întrucît este satisfăcută condiția de proces regenerativ $L > 1$. Durata frontului posterior al impulsului este egală cu durata procesului de comutare inversă, care este determinată de timpul de evacuare a sarcinii Q_1 corespunzătoare saturației incipiente; acest timp depinde de valorile lui Q_1 , L_1 și C_1 . După terminarea procesului de comutare inversă (blocarea tranzistorului), curentul i_m și tensiunea v_{c1} au valorile maxime atinse în timpul formării palierului (în general, procesul de comutare inversă are durată foarte scurtă, în care i_m și v_{c1} nu variază); deci în cîmpul magnetic al transformatorului și în cîmpul electric al capacitorului sînt înmagazinate anumite cantități de energie. Durata procesului de restabilire a stării inițiale, care începe după blocarea tranzistorului, este determinată de timpul de disipare a acestor energii; fenomenul este însoțit de salturi ale tensiunilor v_c , $v_2 = v_c/n_1$ și v_b . Pentru micșorarea acestor salturi, care pot distruge tranzistorul, se conectează circuitul format din dioda de recuperare D_r și rezistorul R_r (fig. 17.47, a).

Calculul exact pentru durata impulsului t_i și duratele fronturilor t_r și t_d sînt relativ complicate; dăm expresiile aproximative ale acestor mărimi

$$t_i \simeq n_1 a h_{21} L_1 / R'_{in}, \quad (17.133)$$

$$t_r \simeq 3 \frac{\tau_\beta}{h'_{21} \zeta} = 3 \frac{\tau_\alpha}{n_1} \left(1 + \frac{R'_{in}}{R'_s} \right), \quad (17.134)$$

unde $\tau_\beta = h_{21} \tau_\alpha$, $\tau_\alpha = \tau_b$, $a = 1 - n_1 v_{c1}(0)/V_{cc}$; t_d este de același ordin de mărime cu t_r .

B. *Generator autoblocat în regim de autooscilație (astabil).* Schema echipată cu tranzistor bipolar în conexiune EC este arătată în figura 17.49, a. Se deosebește de schema în regim de așteptare numai prin faptul că tensiunea de polarizare a bazei V_{BB} este pozitivă; R_{pr} este un rezistor de protecție. În acest caz, condiția de proces regenerativ fiind satisfăcută, ambele stări

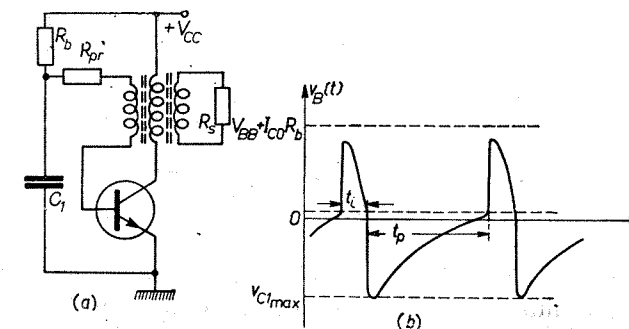


Fig. 17.49. Generator autoblocat în regim de autooscilație:
a - schemă; b - diagrama de funcționare.

de echilibru sînt instabile. Într-adevăr, după terminarea formării palierului impulsului și comutarea inversă (blocarea tranzistorului), capacitorul C_1 este încărcat pînă la o anumită valoare maximă negativă $V_{C1\text{max}}$ (fig. 17.49, b). Urmează descărcarea capacitorului și tensiunea de bază crește tinzînd spre valoarea $v_B(\infty) = V_{BB} + I_{CO} R_b$. La momentul $t = t_p$ de

la începutul procesului de descărcare, tensiunea de bază devine zero și începe procesul de comutare directă; urmează formarea unui nou impuls etc.

Perioada oscilațiilor este $T = t_p + t_i$, unde

$$t_p \approx R_b C_1 \ln [1 + v_{C1 \max} / (V_{BB} + R_b I_{CO})]. \quad (17.135)$$

În regimul de autooscilație, pe tranzistor se disipă o cantitate însemnată de putere; din această cauză se cere o alegere riguroasă a tranzistorului și a celorlalte elemente ale schemei.

XVII.8. CIRCUITE BASCULANTE CU DIODE TUNEL

Există dispozitive electronice a căror caracteristică voltamperică, între un set de terminale convenabil alese, prezintă o porțiune de rezistență negativă diferențială, unde $dv/di < 0$. După forma caracteristicii voltamperice distingem două categorii de dispozitive cu rezistență negativă: 1) dispozitive cu rezistență negativă controlată prin tensiune (fig. 17.50, a) și 2) dispozitive cu rezistență negativă controlată prin curent (fig. 17.50, b). Adesea, caracteristicile voltamperice din figura 17.50, a, b se mai numesc caracteristică în N, respectiv în S. Din prima categorie fac parte dioda tunel, tetroda cu efect dinatron, dioda Gunn; din a doua categorie fac parte tranzistorul unijuncțiune, tiristorul, tranzistorul bipolar în regim de avalanșă, unele dispozitive cu descărcare în arc. În acest paragraf, ne oprim pe scurt asupra circuitelor de comutare cu diode tunel (DT), deoarece acestea se utilizează larg în tehnica de calcul; trebuie subliniat că diodele tunel pot fi utilizate și ca amplificator liniar și oscilator sinusoidal.

Schema generală de conectare a DT în circuit este arătată în figura 17.51, a. Înlocuind DT prin modelul liniar corespunzător porțiunii de rezistență negativă a caracteristicii voltamperice, se obține schema din figura 17.51, b, unde: R — este rezistența negativă al cărei modul are valoarea (mediată) $|R| \approx$

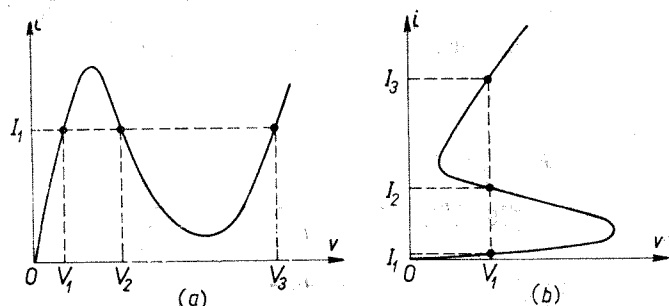


Fig. 17.50. Caracteristicile statice ale dispozitivelor cu rezistență negativă: a — cu control prin tensiune; b — cu control prin curent.

$\approx (V_v - V_p) / (I_p - I_v)$; C_0 este capacitatea joncțiunii corespunzătoare punctului de vale; inductanța parazită a fost inclusă în L .

În funcție de valorile elementelor cuprinse în schema din figura 17.51, b sînt posibile trei regimuri de funcționare. Pentru identificarea lor este necesar să se determine stările posibile de echilibru stabil și instabil. Aceste stări se determină de obicei pe cale grafică prin intersecția dreptei de sarcină în regim continuu (lent variabil în timp) cu caracteristica voltamperică a DT (fig. 17.51, c). În regim lent variabil intervin numai elementele R și V_{DD} ;

în cazul circuitelor basculante, L are valori mari, satisfăcînd inegalitatea $L \gg RC_0 |R_-|$.

1) Dacă $R < |R_-|$ și $V_p < V_{DD} < V_v$ avem un regim astabil, deoarece singurul punct de echilibru a se găsește pe porțiunea de rezistență negativă (dreapta 1).

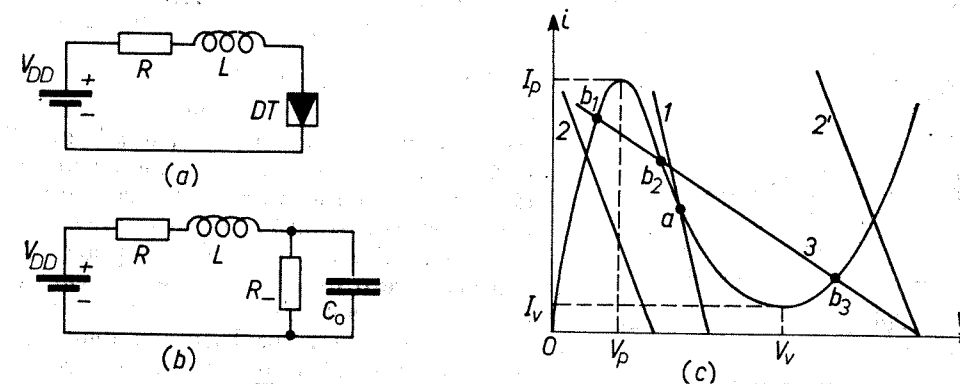


Fig. 17.51. Circuite basculante cu diode tunel: a — schema generală de conectare a DT; b — schemă echivalentă; c — identificarea regimurilor de funcționare.

2) Dacă R și V_{DD} se aleg astfel încît dreapta de sarcină intersecțiază caracteristica voltamperică într-un singur punct situat pe porțiunile de rezistență pozitivă, schema funcționează în regim de monostabil (dreptele 2 și 2'); valorile lui R și V_{DD} pentru acest regim pot fi determinate după relațiile aproximative $R < |R_-|$ și $V_{DD} \leq V_p$ sau $V_{DD} > V_v$.

3) Dacă $R > |R_-|$ și V_{DD} are valori relativ mari în comparație cu V_v , dreapta de sarcină intersecțiază caracteristica voltamperică în trei puncte b_1, b_2, b_3 (dreapta 3). Punctul b_2 caracterizează o stare de echilibru instabil, iar punctele b_1, b_3 corespund unor stări de echilibru stabil, prin urmare schema funcționează în regim de bistabil.

A. Multivibrator cu DT. Schema de principiu (fig. 17.52, a) conține dioda tunel DT, bobina de inductanță L , rezistorul R și sursa de alimentare V_{DD} . Referindu-ne numai la procesele lente din schemă, care determină durata și perioada impulsurilor de ieșire (procesele rapide determină fronturile impulsurilor), se poate neglija capacitatea joncțiunii; se obține schema echivalentă din figura 17.52, b, unde $r_D(v) = 1/g_D(v)$ reprezintă rezistența diferențială a DT. În ultima schemă sînt adevărate relațiile

$$\frac{di}{dt} = \frac{V_{DD} - v - iR}{L}, \quad (17.136)$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{V_{DD} - v - iR}{g_D(v)L}. \quad (17.137)$$

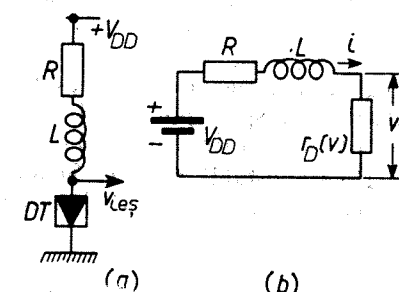


Fig. 17.52. Multivibrator cu DT: a — schemă; b — schemă echivalentă.

Funcționarea poate fi urmărită cu ajutorul figurii 17.53. Dat fiind că dreapta de sarcină intersectează caracteristica voltamperică într-un singur punct situat pe porțiunea de rezistență negativă, schema funcționează în regim de multivibrator. Presupunem că în urma unor fluctuații, punctul de

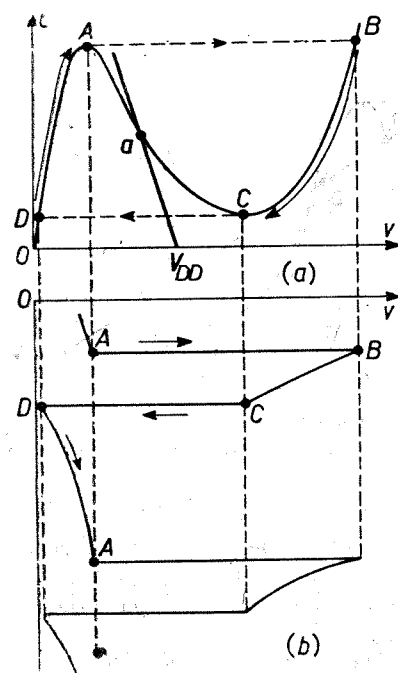


Fig. 17.53. Diagrame de funcționare a multivibratorului cu DT.

această poziție, $di/dt > 0$, $dv/dt > 0$, astfel punctul de funcționare evoluează lent spre poziția A etc. Intervalul dintre impulsuri este determinat de timpul de deplasare a punctului de funcționare între D și A.

B. Monostabil cu DT. Schema de principiu (fig. 17.54, a) se deosebește de cea a multivibratorului numai prin circuitul de declanșare; desigur, ele-

funcționare ajunge în poziția A (fig. 17.53, a), unde $g_D(v) = 0$ și din (17.136), (17.137) rezultă $(di/dt = g_D(v)dv/dt = 0, i = I_p)$

$dv/dt = \infty$ cu $i = I_p = \text{const.}$; (17.138)

drept urmare, punctul de funcționare trece rapid din A în B, urmînd linia punctată. Are loc un salt de tensiune (fig. 17.53, b), curentul rămînd constant; menținerea constantă a curentului se datorește valorii mari a lui L. În practică, curentul are o ușoară scădere din cauza capacității joncțiunii, iar durata saltului este diferită de zero. Urmează deplasarea relativ lentă a punctului de funcționare din B în C, fenomen însoțit de scăderea tensiunii și curentului, căci

$$\frac{di}{dt} = \frac{V_{DD} - V_B - I_p R}{L} < 0,$$

$$\frac{dv}{dt} = \frac{V_{DD} - V_B - I_p R}{g_D(V_B)L} < 0, \quad (17.139)$$

deoarece $V_{DD} - V_B - I_p R < 0$.

Durata impulsului de ieșire este egală cu timpul de deplasare a punctului de funcționare din B în C. Ajungînd în poziția C, unde $g_D(v) = 0$, punctul de funcționare trece rapid în poziția D;

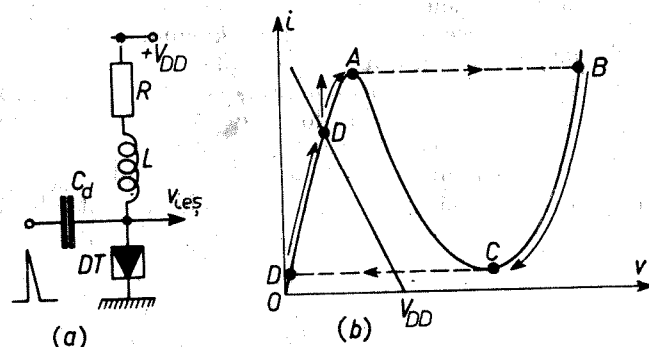


Fig. 17.54. Monostabil cu DT:

a - schemă; b - evoluția punctului de funcționare.

mente R și V_{DD} trebuie alese astfel încît schema să aibă o stare de echilibru stabil, adică dreapta de sarcină să intersecteze caracteristica voltamperică în punctul O situat pe porțiunea de rezistență pozitivă (fig. 17.54, b). Aplicînd un impuls pozitiv de declanșare, punctul de funcționare este adus în poziția A, apoi urmează un proces similar ca la multivibrator.

C. Bistabil cu DT. În regim de bistabil, schema poate funcționa în principiu fără o bobină de inductanță. Totuși, practica arată că prin conectarea unei bobine de valoare mică se pot îmbunătăți fronturile impulsurilor de ieșire. În figura 17.55 sînt prezentate două variante de bistabili cu DT: la prima variantă, impulsurile de declanșare, a căror polaritate se schimbă

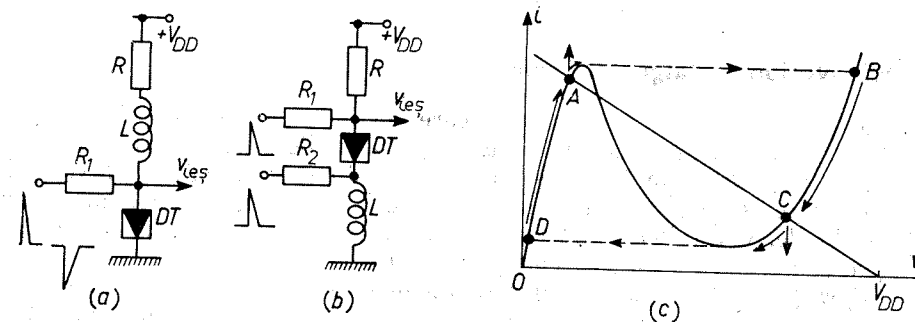


Fig. 17.55. Bistabil cu DT:

a - cu declanșare într-un singur punct; b - cu declanșare în două puncte separate; c - evoluția punctului de funcționare.

alternativ, se aplică într-un singur punct al schemei; la cea de-a doua variantă, impulsurile, avînd o singură polaritate, se aplică în două puncte separate. Funcționarea poate fi urmărită cu ajutorul figurii 17.55, c. Ne referim la varianta din figura 17.55, b și presupunem că bistabilul se află în starea inițială A. Prin aplicarea unui impuls pozitiv pe anodul DT are loc comutarea rapidă a schemei în poziția B, apoi punctul de funcționare se deplasează relativ lent în starea stabilă C; aplicînd un impuls pozitiv pe catodul DT, schema comută rapid în poziția D, apoi punctul de funcționare revine în starea stabilă inițială A. La ieșire se obțin impulsuri aproximativ dreptunghiulare.

XVII.9. CIRCUITE LOGICE FUNDAMENTALE

Circuitele logice reprezintă circuite de comutare neregenerative care modelează anumite operații logice; aceste circuite se caracterizează prin faptul că tensiunile de intrare și ieșire pot lua numai două valori cuantificate, valori care se reprezintă convențional prin cifrele binare 0 și 1. Prin urmare, circuitele logice sînt de tipul „tot sau nimic”; ele se utilizează pe scară largă în calculatoarele electronice, sistemele automate, telecomenzi și telemăsurări. Dat fiind că cantitatea de informație transportată de către un semnal de tipul tot sau nimic este egală cu un bit (binary digit), pentru transmiterea unui mesaj complex este necesară o cantitate mare de asemenea semnale. În general, circuitele logice pot avea mai multe intrări și ieșiri.

Există două categorii mari de circuite logice:

1) *circuite logice combinatorii*, la care semnalul (starea) de ieșire într-un moment dat este univoc determinat de semnalele (stările) de intrare prezente în acel moment;

2) *circuite logice secvențiale*, la care semnalul de ieșire într-un moment dat este determinat atât de semnalele de intrare aplicate în momentul considerat, cât și de semnalele aplicate anterior; acest tip de circuit se numește „cu memorie“.

În paragraful de față, ne ocupăm pe scurt de circuitele logice combinatorii la care, pentru găsirea unei relații simple între semnalele de ieșire și cele de intrare, se utilizează algebra Boole.

XVII.9.1. Noțiuni de algebra Boole

Algebra Boole operează cu mărimi care pot lua numai două valori, 0 și 1, fapt pentru care aceste mărimi se numesc variabile binare; valorile 0 și 1 corespund noțiunilor de „fals“ și „adevărat“ din logica formală bivalentă. În continuare se prezintă principalele operații logice, utilizând simbolismul algebrei Boole. Variabilele de intrare se notează cu x_1, x_2, \dots, x_n , iar variabilele de ieșire (funcțiile) se notează cu y_1, y_2, \dots, y_m .

a. *Operația SAU (sumă logică)*. Suma logică a variabilelor logice (booleene) x_1, x_2, \dots, x_n reprezintă o funcție logică care ia valoarea 1, când o variabilă oarecare sau mai multe deodată iau valoarea 1 și ia valoarea 0, când toate variabilele sînt 0; expresia algebrică a operației SAU este

$$y = x_1 + x_2 + \dots + x_n. \quad (17.140)$$

Pentru determinarea valorilor lui y se utilizează „tabele de adevăr“; în cazul a două variabile se obține tabelul de adevăr XVII.1.

b. *Operația ȘI (produs logic)*. Produsul logic al variabilelor logice x_1, x_2, \dots, x_n reprezintă o funcție logică care ia valoarea 1, când toate variabilele iau

Tabelul XVII.1

x_1	x_2	y
0	0	0
1	0	1
0	1	1
1	1	1

Tabelul XVII.2

x_1	x_2	y
0	0	0
1	0	0
0	1	0
1	1	1

Tabelul XVII.3

x	y
0	1
1	0

valoarea 1 și ia valoarea 0, când cel puțin o variabilă ia valoarea 0; expresia algebrică a operației ȘI este

$$y = x_1 x_2 \dots x_n. \quad (17.141)$$

Valoarea funcției se determină după tabelul de adevăr, care, în cazul a două variabile are forma arătată în tabelul XVII.2.

c. *Operația NU (negația sau complementul logic)*. Complementul logic al variabilei x_1 reprezintă o funcție logică care ia valoarea 1, când $x_1 = 0$ și viceversa; expresia algebrică a operației NU este

$$y = \bar{x}_1, \quad (17.142)$$

iar tabelul de adevăr este arătat în tabelul XVII.3.

d. *Operația SAU-NU*. Funcția logică care descrie această operație ia valoarea 1, când toate variabilele au valoarea 0 și ia valoarea 0, când cel puțin una din variabile are valoarea 1 (tabelul de adevăr XVII.4). Expresia algebrică a operației SAU-NU este

$$y = \overline{x_1 + x_2 + \dots + x_n}. \quad (17.143)$$

e. *Operația ȘI-NU*. Funcția logică care descrie această operație are valoarea 1, când cel puțin o variabilă are valoarea 0 și ia valoarea 0, când toate variabilele iau valoarea 1 (tabelul de adevăr XVII.5). Expresia algebrică a operației ȘI-NU este

$$y = \overline{x_1 x_2 \dots x_n}. \quad (17.144)$$

f. *Operația SAU-EXCLUSIV*. Această operație se aplică în cazul a două variabile; funcția logică care o descrie ia valoarea 1, când una din variabile

Tabelul XVII.4

x_1	x_2	y
0	0	1
1	0	0
0	1	0
1	1	0

Tabelul XVII.5

x_1	x_2	y
0	0	1
1	0	1
0	1	1
1	1	0

Tabelul XVII.6

x_1	x_2	y
0	0	0
1	0	1
0	1	1
1	1	0

ia valoarea 1, dar nu amîndouă deodată. Din tabelul de adevăr XVII.6 rezultă următoarea expresie algebrică

$$y = (x_1 + x_2)(\overline{x_1 x_2}). \quad (17.145)$$

g. *Identități de bază ale algebrei Boole*. Adesea, expresiile algebrice ale funcțiilor logice sînt complicate și conțin variabile sau termeni inutili; de asemenea, poate apărea necesitatea transformării unor funcții logice. În acest scop se utilizează anumite seturi de identități pe care le prezentăm fără demonstrație (pot fi verificate după tabelele de adevăr), grupîndu-le după cum urmează:

1) identități fundamentale

$$\begin{aligned} x + 0 &= 0, \quad x0 = 0, \\ x + 1 &= 1, \quad x1 = x, \quad \bar{\bar{x}} = x, \\ x + x &= x, \quad x x = x, \\ x + \bar{x} &= 1, \quad x \bar{x} = 0; \end{aligned} \quad (17.146)$$

2) legi asociative

$$(x_1 + x_2) + x_3 = x_1 + (x_2 + x_3), \quad (x_1 x_2) x_3 = x_1 (x_2 x_3); \quad (17.147)$$

3) legi comutative

$$x_1 + x_2 = x_2 + x_1, \quad x_1 x_2 = x_2 x_1; \quad (17.148)$$

4) legi distributive

$$x_1(x_2 + x_3) = x_1 x_2 + x_1 x_3; \quad (17.149)$$

5) teoremele lui De Morgan

$$\overline{x_1 + x_2 + \dots + x_n} = \bar{x}_1 \bar{x}_2 \dots \bar{x}_n, \quad (17.150)$$

$$\overline{x_1 x_2 x_3 \dots x_n} = \bar{x}_1 + \bar{x}_2 + \bar{x}_3 + \dots + \bar{x}_n;$$

6) legi de absorbție

$$\begin{aligned} x_1(x_1 + x_2) &= x_1, \\ x_1 + \bar{x}_1 x_2 &= x_1 + x_2, \\ (x_1 + x_2)(x_1 + x_3) &= x_1 + x_2 x_3. \end{aligned} \quad (17.151)$$

VII.9.2. Circuite logice cu diode și tranzistori

După forma semnalului asociat variabilei logice, sistemele logice pot fi împărțite în mai multe categorii. Adesea, în literatura de specialitate, pentru noțiunea de sistem logic se utilizează expresia condensată „logică”. Astfel după durată semnalului distingem: 1) *logică de nivel*, în care variabilelor li se asociază semnale continue (nivele) de tensiune și 2) *logică de impuls*, în care variabilelor li se asociază semnale de tip impuls. În funcție de polaritatea semnalului (nivel sau impuls) distingem: 1) *logică pozitivă*, când valorii 1 îi corespunde fie un impuls pozitiv, fie un nivel mai pozitiv decât cel corespunzător valorii 0; 2) *logică negativă*, când valorii 1 îi corespunde fie un impuls negativ, fie un nivel mai negativ decât cel corespunzător valorii 0. Circuitele logice sînt descrise în termenii logicii pozitive de impuls.

a. *Circuitul logic SAU*. Simbolul de reprezentare este arătat în figura 17.56, a. Schema de principiu a circuitului realizat cu diode pentru cazul a două variabile în logica pozitivă de impuls este arătată în figura 17.56, b. Atunci cînd la intrările x_1, x_2 nu se aplică semnale, la ieșire, tensiunea este zero, deci $y = 0$; aplicînd semnalul impuls pe una dintre intrări sau pe amîndouă deodată, la ieșire apare un impuls pozitiv de tensiune (de amplitudine aproximativ egală cu a impulsului de intrare, deoarece $r_d \ll R_0$), deci $y = 1$.

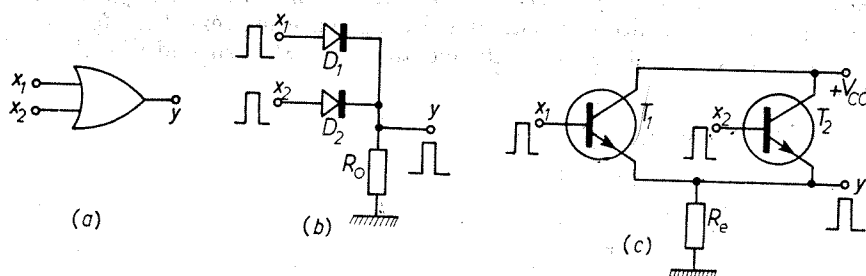


Fig. 17.56. Circuitul logic SAU: a — simbol de reprezentare; b — schemă de principiu cu diode; c — schemă de principiu cu tranzistori bipolari.

Circuitul logic SAU poate fi realizat cu tranzistori bipolari în conexiune CC (fig. 17.56, c). În absența semnalelor de intrare, tranzistorii sînt blocați și tensiunea de ieșire este zero, deci $y = 0$; cînd se aplică semnalul de intrare pe una din intrări sau pe amîndouă deodată, la ieșire se obține un impuls pozitiv, deci $y = 1$.

b. *Circuitul logic ȘI*. Simbolul de reprezentare este arătat în figura 17.57, a. Schema de principiu realizată cu diode este arătată în figura 17.57, b. În absența semnalelor de intrare, la ieșire este prezentă o tensiune continuă de amplitudine foarte mică, V_1 (fig. 17.57, c); avînd în vedere că ambele diode

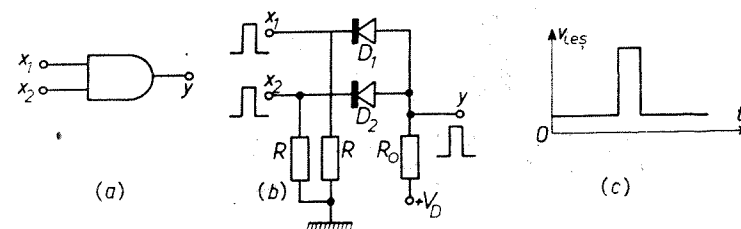


Fig. 17.57. Circuitul logic ȘI: a — simbol de reprezentare; b — schemă de principiu cu diode; c — forma tensiunii de ieșire.

conduc și $R_0 \gg r_d + R$, tensiunea de ieșire are valoarea $V_1 \simeq V_D R / (R_0 + R/2)$. Dacă se aplică impulsul pozitiv numai pe una din diode, de exemplu, pe D_1 , aceasta se polarizează invers, însă D_2 rămîne în starea de conducție și tensiunea de ieșire rămîne practic neschimbată. Aplicînd impulsuri pozitive pe ambele intrări, la ieșire se obține un impuls pozitiv: dacă $V_{in} > V_D$, diodele se polarizează invers și $V_{ies} \simeq V_D$; dacă $V_{in} < V_D$, diodele rămîn în stare de conducție, $V_{ies} \simeq V_{in}$.

c. *Circuitul logic NU*. Simbolul de reprezentare cel mai utilizat în ultimul timp este arătat în figura 17.58, a. De obicei, acest circuit se realizează cu ajutorul unui tranzistor bipolar în conexiune EC (fig. 17.58, b). În absența semnalului de intrare, tranzistorul este blocat și tensiunea de ieșire este aproximativ egală cu V_{CC} ; pe durată aplicării impulsului de intrare, tranzistorul se deblochează și tensiunea de ieșire devine zero. Este evidentă operația de negație.

Circuitele logice cu ajutorul cărora se efectuează operațiile logice SAU, ȘI, NU se numesc de obicei circuite logice fundamentale.

d. *Circuitul logic SAU-NU*. Circuitele logice SAU-NU și ȘI-NU se utilizează larg în echipamentele de calcul cu structură modulară și în cazul circuitelor logice integrate. Simbolul de reprezentare al circuitului SAU-NU este arătat în figura 17.59, a. Acest circuit poate fi realizat în mai multe variante, dintre care două sînt arătate în figura 17.59, b, c. Prima variantă (logică diodă-tranzistor, LDT) constă dintr-un circuit SAU realizat cu diode, urmat de un circuit NU realizat cu tranzistor bipolar în conexiune EC. A doua variantă (logică tranzistor-tranzistor, LTT) constă dintr-un circuit SAU realizat cu tranzistori bipolari în conexiune CC, urmat de un tranzistor în conexiune EC. Acest circuit ar putea fi realizat prin conectarea în paralel a doi tranzistori bipolari în conexiune EC.

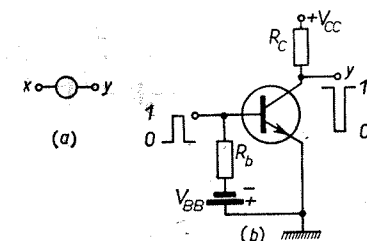


Fig. 17.58. Circuitul logic NU: a — simbol de reprezentare; b — schemă de principiu cu tranzistori bipolari.

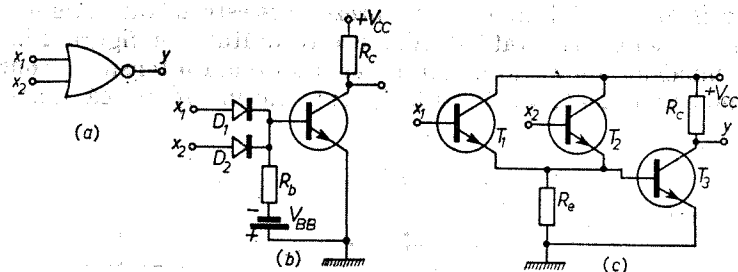


Fig. 17.59. Circuitul logic SAU-NU:
a — simbol de reprezentare; b — schemă de principiu cu diode și tranzistor;
c — schemă de principiu cu tranzistori.

e. **Circuitul logic ȘI-NU.** Simbolul de reprezentare este arătat în figura 17.60, a. Schema de principiu a circuitului ȘI-NU poate fi realizată în două variante: un circuit ȘI cu diode, urmat de un circuit NU cu tranzistor (LDT) (fig. 17.60, b) și conectarea în serie a tranzistorilor bipolari (fig. 17.60, c).

În circuitele SAU-NU și ȘI-NU în locul tranzistorilor bipolari, adesea se utilizează tranzistori TECMOS, mai ales când sînt realizate sub formă de circuite integrate.

Trebuie subliniat că circuitele logice descrise pînă aici pot fi utilizate și în cadrul logicii negative cu următoarele precizări: 1) circuitul SAU în logică pozitivă poate efectua operația ȘI în logică negativă; 2) circuitul ȘI în logică pozitivă poate efectua operația SAU în logică negativă; 3) circuitul

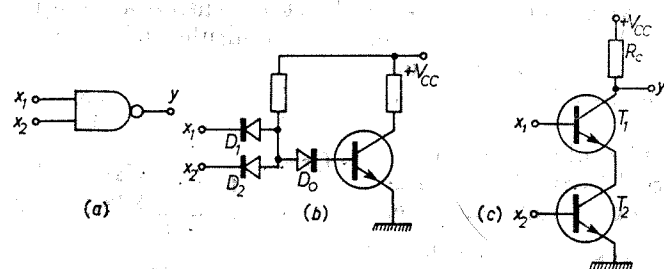


Fig. 17.60. Circuitul logic ȘI-NU:
a — simbol de reprezentare;
b — schemă de principiu cu diode și tranzistor;
c — schemă de principiu cu tranzistori.

SAU-NU în logică pozitivă poate efectua operația ȘI-NU în logică negativă, iar circuitul ȘI-NU în logică pozitivă poate efectua operația SAU-NU în logică negativă.

XVII.9.3. Circuite logice integrate

În echipamentele de calcul de mare capacitate se utilizează circuite logice modulare realizate sub formă de circuite integrate. După cum s-a specificat în capitolul V, tehnologia circuitelor integrate este deosebit de recomandabilă atunci cînd se fabrică elemente de mare serie. Astfel, pentru reducerea tipurilor

de circuite logice utilizate într-un calculator electronic s-a adoptat metoda „circuitului modular” cu ajutorul căruia se pot efectua toate operațiile logice și aritmetice.

Ne oprim asupra circuitului ȘI-NU ca fiind cel mai utilizat. Realizarea acestui circuit, în LTT cu trei intrări sub formă de circuit integrat, este arătată în figura 17.61. Schema cuprinde doi tranzistori bipolari, primul fiind un tranzistor multiemitor a cărui fabricare este ușor de realizat în cadrul tehnologiei circuitelor integrate. Funcționarea este similară cu cea a circuitului LDT din figura 17.60, b, în sensul că circuitul ȘI este realizat pe cei trei emitori ai tranzistorului T_1 . Dacă cel puțin unul din emitorii T_1 este conectat la masă, dioda respectivă bază-emitor este polarizată direct și în punctul b_1 avem un potențial scăzut, $V_{b1} \approx 0$. Drept urmare, joncțiunea colector-bază a acestui tranzistor nu este în stare de conducție, tensiunea în punctul b_2 este zero, deci tranzistorul de ieșire T_2 este blocat și tensiunea sa de colector este aproximativ egală cu $+V_{CC}$. Dacă se aplică impulsuri pozitive pe toate intrările, diodele respective se polarizează invers, în punctul b_1 avem o tensiune pozitivă de valoare ridicată, astfel dioda colector-bază a tranzistorului T_1 se polarizează direct și în punctul b_2 pe baza lui T_2 avem o tensiune pozitivă care saturează tranzistorul; tensiunea de ieșire devine egală cu zero. Se realizează astfel operația ȘI-NU.

În continuare, vom arăta că folosind un circuit ȘI-NU ca modul de bază, se pot realiza toate circuitele logice, inclusiv cele descrise în paragraful precedent.

1) Circuitul NU poate fi realizat cu ajutorul unui singur modul ȘI-NU (fig. 17.62, a).

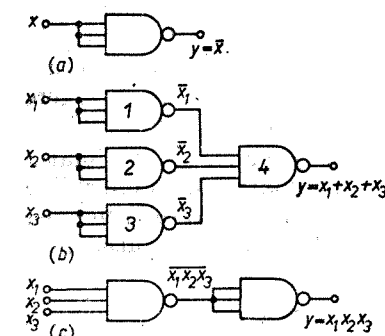


Fig. 17.62. Realizarea circuitelor logice fundamentale cu ajutorul circuitului ȘI-NU:
a — circuit NU; b — circuit SAU;
c — circuit ȘI.

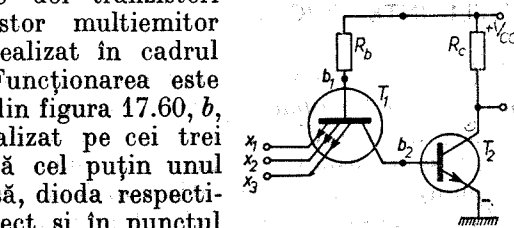


Fig. 17.61. Modulul de bază ȘI-NU realizat sub formă de circuit integrat (LTT).

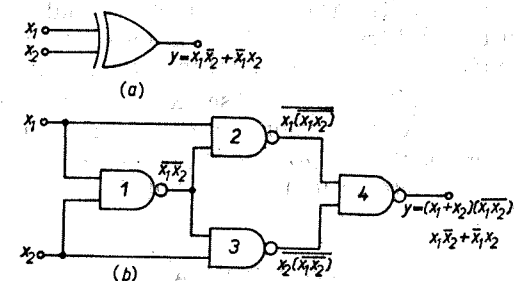


Fig. 17.63. Circuitul SAU-EXCLUSIV:
a — simbol de reprezentare; b — realizare cu patru module ȘI-NU.

2) Circuitul SAU necesită patru module ȘI-NU (fig. 17.62, b).
3) Circuitul ȘI necesită două module ȘI-NU (fig. 17.62, c).
4) Circuitul SAU-EXCLUSIV, al cărui simbol de reprezentare este arătat în figura 17.63, a, poate fi realizat cu ajutorul a patru module ȘI-NU (fig. 17.63, b).

MODULAȚIA ȘI DETECȚIA SEMNALELOR

XVIII.1. INTRODUCERE

În orice sistem de comunicație are loc transmiterea informației de la un punct numit *emittor* spre alt punct numit *receptor*; o suită de informații, așezate într-o ordine bine determinată, constituie un *mesaj*. Informația (mesajul) se transmite cu ajutorul semnalelor; semnalul constituie un semn (signum) a cărui semnificație este dinainte stabilită. În natură există o mare varietate de semnale (electrice, luminoase, acustice) care pot constitui suportul material al informației. În acest capitol avem în vedere numai semnalele electrice; în electronică, telecomunicații și automatică, cele mai răspândite tipuri de semnale sînt cele sinusoidale și de tip impuls.

Transmiterea mesajelor la distanțe mari se efectuează în general cu ajutorul semnalelor electrice de frecvență înaltă, numite *semnale (unde) purtătoare*. Există două cauze principale care determină utilizarea semnalelor de înaltă frecvență; 1) transmiterea prin radiație electromagnetică este realizabilă practic numai la frecvențe înalte ($f > 100$ kHz), deoarece puterea radiată este proporțională cu pătratul frecvenței; 2) este posibilă transmiterea simultană a mai multor mesaje pe același canal (prin modularea aceleiași purtătoare) fără pericol de interferențe.

Desigur, pentru a transmite un mesaj este necesar ca la punctul de emisie, anumiți parametri ai unei purtătoare să varieze după o lege impusă de natura mesajului, iar la punctul de recepție să existe posibilitatea extragerii mesajului din semnalul primit. Prin emiterea continuă a unui semnal sinusoidal sau a unei succesiuni de impulsuri nu se transmit informații. Procesul prin care anumiți parametri ai unui semnal sînt făcuți să varieze în conformitate cu mesajul transmis poartă numele de *modulație*. Procesul invers, de extragere a informației din semnalul modulat, poartă numele de *deteție* sau *demodulație*.

În capitolul de față se expun problemele de bază cu privire la modulația și deteția semnalelor; se insistă în special asupra modulației de amplitudine și de frecvență, precum și asupra schemelor de deteție a acestor semnale. În încheiere se dau cîteva noțiuni cu privire la modulația de impulsuri.

XVIII.2. TIPURI DE MODULAȚIE

Tipul de modulație depinde de doi factori: 1) natura (forma) unei purtătoare și 2) parametrul care este făcut să varieze după legea impusă de mesajul transmis.

După forma unei purtătoare distingem două mari categorii de modulație: a) modulația semnalelor sinusoidale (armonice) și b) modulația semnalelor impuls (modulație de impulsuri).

La semnalele sinusoidale, trei sînt parametrii care pot fi variați: amplitudinea, frecvența și faza. Prin urmare, în cadrul primei categorii, vom distinge

trei tipuri de modulație: modulație de amplitudine, modulație de frecvență și modulație de fază. Considerăm unda purtătoare de forma

$$a_0(t) = A_0 \cos(\omega_0 t + \varphi) = A_0 \cos \theta, \quad (18.1)$$

unde A_0 , ω_0 și φ sînt constante ($a_0(t)$ poate reprezenta o tensiune sau un curent); $\theta = \omega_0 t + \varphi$ reprezintă faza instantanee totală a oscilației la momentul t . Presupunem că mesajul de transmis este reprezentat printr-un semnal $a_s(t)$ a cărui frecvență este de regulă mult mai mică decît ω_0 .

Dacă $a_s(t)$ acționează asupra amplitudinii purtătoare astfel încît

$$A(t) = A_0 + k_1 a_s(t) \quad (18.2)$$

are loc o *modulație de amplitudine (MA)*; $a_s(t)$ se numește *semnal de modulație*.

Presupunem acum că $a_s(t)$ acționează asupra fazei instantanee θ a purtătoare. Avînd în vedere că în general

$$\theta(t) = \omega_0 t + \varphi(t), \quad (18.3)$$

frecvența unghiulară instantanee ω_i se definește ca rata de variație a lui $\theta(t)$

$$\omega_i = d\theta(t)/dt = \omega_0 + d\varphi/dt. \quad (18.4)$$

Dacă φ este constant, rezultă $\omega_i = \omega_0$; dacă semnalul de modulație acționează asupra frecvenței unghiulare instantanee, adică

$$\omega_i = \omega_0 + k_2 a_s(t), \quad (18.5)$$

se obține *modulația de frecvență (MF)*, unde ω_i variază cu amplitudinea semnalului de modulație.

Egalînd ultimele două relații rezultă

$$\varphi(t) = k_2 \int a_s(t) dt; \quad (18.6)$$

dacă $a_s(t)$ acționează direct asupra lui $\varphi(t)$, adică $\varphi(t) = k_3 a_s(t)$ se obține *modulația de fază (MP)*. Se observă că modulațiile MF și MP sînt interdependente și totdeauna există concomitent; adesea, aceste două tipuri de modulație sînt înglobate sub denumirea de *modulație unghiulară*.

În cazul cînd purtătoare este constituită dintr-o succesiune de impulsuri, în cadrul celei de a doua categorii, distingem următoarele tipuri principale de modulație: *modulație de impulsuri în amplitudine (MIA)*, cînd semnalul de modulație acționează asupra amplitudinii impulsurilor; *modulație de impulsuri în durată (MID)*, cînd semnalul de modulație acționează numai asupra duratei impulsurilor; *modulație de impulsuri de poziție*, care la rîndul ei este de două feluri: *modulație de impulsuri în frecvență (MIF)*; *modulație de impulsuri de fază (MIP)* și *modulație de impulsuri de cod (MIC)*, la care semnalul de modulație acționează asupra amplitudinii impulsurilor, însă acestea pot lua numai anumite valori cuantizate.

Impulsurile utilizate în radiocomunicații constituie o categorie aparte, numite *impulsuri radio*, a căror particularitate constă în faptul că impulsul propriu-zis este „umplut” cu o oscilație de înaltă frecvență; succesiunea de impulsuri constă în realitate din pachete de sinusoidale. Unele particularități ale modulației de impulsuri vor fi expuse la sfîrșitul capitolului.

XVIII.3. MODULAȚIA DE AMPLITUDINE

XVIII.3.1. Relații generale. Moduri de reprezentare

Considerăm că purtătoarea și semnalul de modulație se exprimă prin tensiuni

$$v_0(t) = V_0 \cos(\omega_0 t + \varphi), \quad (18.7)$$

$$v_s(t) = V_s \cos \omega_s t. \quad (18.8)$$

Avînd în vedere (18.2) se poate scrie

$$V = V_0 + k_1 V_s \cos \omega_s t, \quad (18.9)$$

deci *semnalul modulat* are expresia (considerăm $\varphi = 0$)

$$v(t) = (V_0 + k_1 V_s \cos \omega_s t) \cos \omega_0 t = V_0(1 + m_a \cos \omega_s t) \cos \omega_0 t, \quad (18.10)$$

unde

$$m_a = k_1 V_s / V_0 \quad (18.11)$$

poartă numele de *grad de modulație* sau *coeficient de modulație*. Prin explicarea relației (18.10) se obține

$$v(t) = V_0 \cos \omega_0 t + \frac{m_a V_0}{2} \cos(\omega_0 - \omega_s) t + \frac{m_a V_0}{2} \cos(\omega_0 + \omega_s) t. \quad (18.12)$$

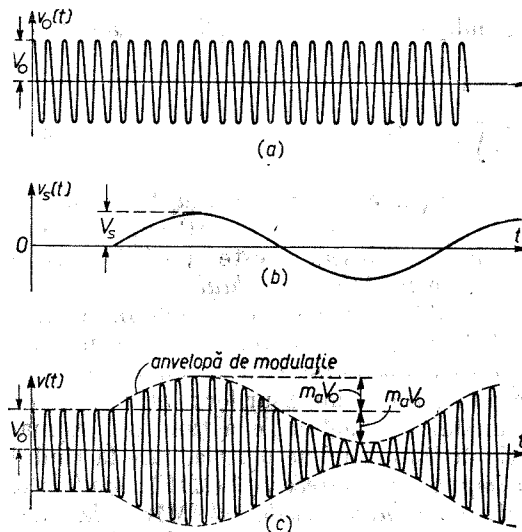


Fig. 18.1. Reprezentarea în domeniul timp a procesului de modulație în amplitudine: a) — purtătoare; b — semnal de modulație; c — semnal modulat.

ție, în sensul că anvelopa de modulație nu mai repetă forma semnalului de modulație. După forma semnalului modulat se poate determina valoarea

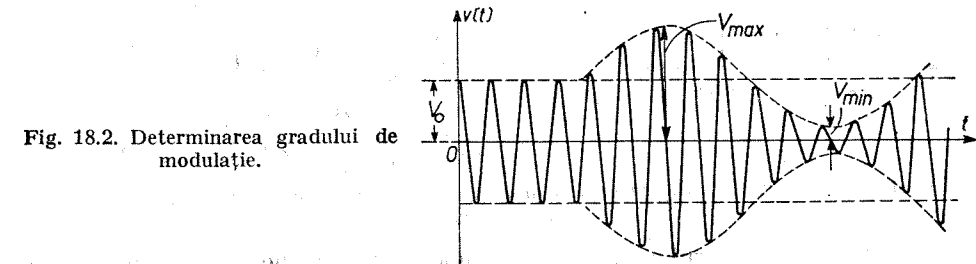
Există trei moduri de reprezentare a semnalului modulat.

a) În domeniul timp (fig. 18.1). Cea mai potrivită pentru această reprezentare este relația (18.10) în care putem separa purtătoarea $V_0 \cos \omega_0 t$ (fig. 18.1, a) și semnalul de modulație $m_a V_0 \cos \omega_s t$ (fig. 18.1, b); semnalul modulat $v(t)$ reprezintă produsul acestor două semnale (fig. 18.1, c). Curba punctată din figura 18.1, c repetă forma semnalului de modulație și se numește *anvelopă de modulație*.

Gradul de modulație are valori cuprinse între 0 și 1. Dacă $m_a > 1$, se spune că avem o *supramodulație*, fenomen însoțit de distorsiuni de supramodulație.

gradului de modulație. Notînd prin V_{\max} și V_{\min} valoarea maximă, respectiv, minimă a semnalului modulat (fig. 18.2) se poate scrie

$$m_a V_0 = (V_{\max} - V_{\min})/2, \quad V_0 = (V_{\max} + V_{\min})/2, \quad (18.13)$$



de unde scoatem

$$m_a = \frac{V_{\max} - V_{\min}}{V_{\max} + V_{\min}}. \quad (18.14)$$

Adesea, gradul de modulație se exprimă în procente; în acest caz, valoarea obținută din (18.11) sau (18.14) se înmulțește cu 100.

b) În domeniul frecvență (fig. 18.3). În cadrul acestei reprezentări se utilizează relația (18.12). Înainte de efectuarea procesului de modulație, spectrul de frecvențe al celor două semnale $v_0(t)$ și $v_s(t)$ presupuse sinusoidale, este arătat în figura 18.3, a. Spectrul de frecvențe al semnalului modulat este reprezentat în figura 18.3, b și constă din trei componente (așa cum rezultă din relația 18.12): o componentă de frecvență ω_0 și două componente laterale, una de

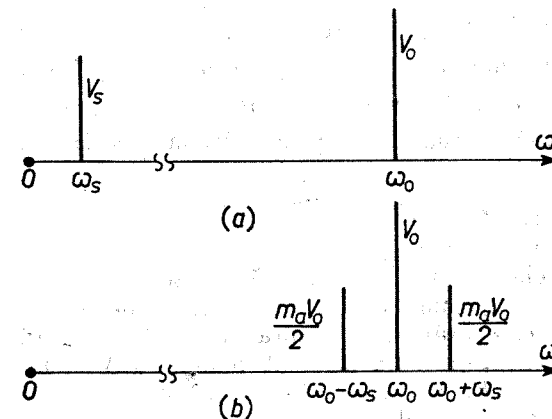


Fig. 18.3. Reprezentarea semnalului MA în domeniul frecvență.

frecvență $\omega_0 - \omega_s$, iar cealaltă de frecvență $\omega_0 + \omega_s$, care se numesc *benzi laterale*. Componenta de frecvență ω_0 corespunzătoare purtătoarei nu este afectată în urma modulației.

Din relația (18.12) și figura 18.3, b se desprinde o concluzie importantă: modulația de amplitudine constituie în esență un proces neliniar, deoarece produce transformări ale spectrului semnalelor inițiale.

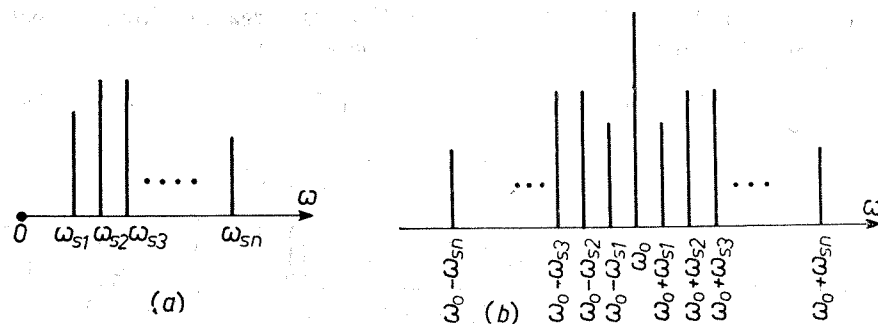


Fig. 18.4. Semnal MA atunci cind semnalul de modulație conține componente de diferite frecvențe.

În cazul cind spectrul semnalului de modulație conține mai multe componente (fig. 18.4, a), atunci fiecare bandă laterală a semnalului modulat constă dintr-un grup de componente (fig. 18.4, b).

c) *Reprezentarea fazorială* (fig. 18.5). Purtătoarea este reprezentată prin fazorul OA care se rotește în jurul originii cu frecvența unghiulară ω_0 , în sens antiorar; modulul acestui fazor este proporțional cu V_0 . Fazorul AC reprezintă banda laterală-inferioară; el are modulul proporțional cu $m_a V_0/2$ și se rotește în jurul punctului A , în sens orar, cu frecvența unghiulară ω_s . Fazorul AB reprezintă banda laterală superioară; modulul său este proporțional cu $m_a V_0/2$ și se rotește în jurul punctului A , în sens antiorar, cu frecvența unghiulară ω_s . Rezultă că în raport cu originea, fazorii AC și AB se rotesc în sens antiorar cu frecvența unghiulară $\omega_0 - \omega_s$, respectiv $\omega_0 + \omega_s$. Fazorul rezultat OD este totdeauna în fază cu OA , însă modulul său variază în timp cu perioada $T_s = 2\pi/\omega_s$.

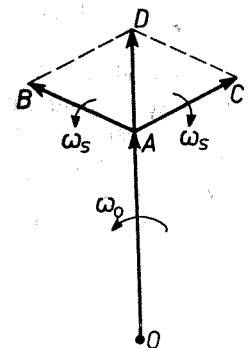


Fig. 18.5. Reprezentarea fazorială a semnalului MA

XVIII.3.2. Scheme pentru realizarea MA

Particularitatea deosebită a schemei cu ajutorul căreia se realizează procesul de modulație este aceea că trebuie să conțină în mod obligatoriu un element neliniar. Schema-bloc este arătată în figura 18.6 și constă, în esență, dintr-un element neliniar EN și un filtru F . La ieșirea din elementul neliniar semnalul modulat poate conține un număr mare de componente spectrale; filtrul F lasă să treacă numai componentele dorite. Semnalul aplicat la intrarea elementului neliniar constă din suma semnalelor $v_0(t)$ și $v_s(t)$, deci

$$v_{in}(t) = V_0 \cos \omega_0 t + V_s \cos \omega_s t. \quad (18.15)$$

Fig. 18.6. Schema-bloc pentru realizarea MA.

Presupunind că porțiunea de lucru a caracteristicii de transfer a elementului neliniar poate fi aproximată printr-un polinom de gradul II, semnalul (curentul) de ieșire are expresia

$$i = a_0 + a_1 v_{in} + a_2 v_{in}^2. \quad (18.16)$$

Substituind pe v_{in} cu expresia sa din (18.15) rezultă semnalul modulat

$$\begin{aligned} i = & a_0 + (a_2/2)(V_0^2 + V_s^2) + a_1 V_s \cos \omega_s t + (a_2/2)V_s^2 \cos 2\omega_s t + \\ & + a_2 V_0 V_s \cos(\omega_0 - \omega_s)t + a_1 V_0 \cos \omega_0 t + a_2 V_0 V_s \cos(\omega_0 + \omega_s)t + \\ & + (a_2/2)V_0^2 \cos 2\omega_0 t. \end{aligned} \quad (18.17)$$

Spectrul semnalului modulat la ieșirea din elementul neliniar este arătat în figura 18.7, a. Dacă filtrul F reprezintă un filtru trece bandă avînd frecvența

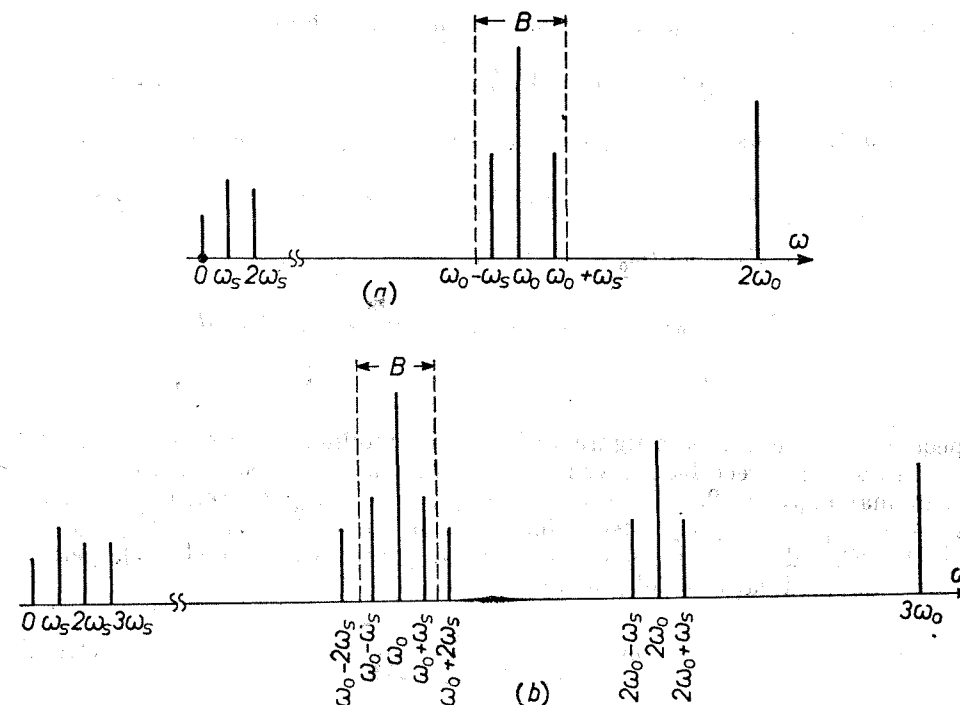


Fig. 18.7. Spectre ale semnalului modulat la ieșirea din elementul neliniar: a — cu caracteristică aproximată prin polinom de gradul II; b — cu caracteristică aproximată prin polinom de gradul III.

centrală ω_0 și banda de trecere puțin mai mare decît $2\omega_s$, atunci la ieșire se obțin numai componentele de frecvență $\omega_0 - \omega_s$, ω_0 și $\omega_0 + \omega_s$; deci sînt reținuți numai termenii subliniați din (18.17). Avînd în vedere că între

amplitudinea unei benzi laterale și amplitudinea purtătoarei există relația generală (vezi 18.12)

$$A_{bl} = m_a A_0 / 2 \quad (18.18)$$

și că în cazul expresiei (18.17) avem $A_0 = a_1 V_0$ și $A_{bl} = a_2 V_0 V_s$, rezultă

$$m_a = \frac{2a_2 V_s}{a_1} \quad (18.19)$$

Deci, în cazul modulatorului avînd elementul neliniar cu caracteristică de transfer pătratică, gradul de modulație este direct proporțional cu amplitudinea semnalului de modulație; astfel se realizează o modulație de amplitudine fără distorsiuni.

În cazul cînd caracteristica de transfer a elementului neliniar poate fi aproximată printr-un polinom de gradul III

$$i = a_0 + a_1 v_{in} + a_2 v_{in}^2 + a_3 v_{in}^3, \quad (18.20)$$

semnalul modulat la ieșirea din elementul neliniar are expresia

$$\begin{aligned} i = & a_0 + (a_2/2)(V_0^2 + V_s^2) + (V_s/4)[4a_1 + 3a_3(2V_0^2 + V_s^2)] \cos \omega_s t + \\ & + (a_2/2)V_s^2 \cos 2\omega_s t + (a_3/4)V_s^3 \cos 3\omega_s t + a_3 V_0 V_s^2 \cos(\omega_0 - 2\omega_s)t + \\ & + a_2 V_0 V_s \cos(\omega_0 - \omega_s)t + (V_0/4)[4a_1 + 3a_3(V_0^2 + 2V_s^2)] \cos \omega_0 t + \\ & + a_2 V_0 V_s \cos(\omega_0 + \omega_s)t + a_3 V_0 V_s^2 \cos(\omega_0 + 2\omega_s)t + \\ & + (3a_3/4)V_0^2 V_s \cos(2\omega_0 - \omega_s)t + (a_2/2)V_0^2 \cos 2\omega_0 t + \\ & + (3a_3/4)V_0^2 V_s \cos(2\omega_0 + \omega_s)t + (a_3/4)V_0^3 \cos 3\omega_0 t; \end{aligned} \quad (18.21)$$

spectrul său este arătat în figura 18.7, *b*. Presupunînd, de asemenea, că filtrul F este un filtru trece bandă avînd frecvența centrală ω_0 și banda de trecere puțin mai mare de $2\omega_s$, la ieșire se obțin numai componentele de frecvență $\omega_0 - \omega_s$, ω_0 și $\omega_0 + \omega_s$; deci sînt reținuți numai termenii subliniați din (18.21). Făcînd un raționament analog ca pentru expresia (18.17), pentru gradul de modulație se obține expresia

$$m_a = \frac{8a_2 V_s}{4a_1 + 3a_3(V_0^2 + 2V_s^2)} \quad (18.22)$$

Deci, în cazul modulatorului ce conține un element liniar a cărui caracteristică de transfer este descrisă de către un polinom de gradul III, gradul de modulație depinde neliniar de amplitudinea semnalului de modulație; în acest caz se realizează o modulație cu distorsiuni.

În continuare descriem cîteva scheme concrete pentru realizarea modulației de amplitudine.

a) *Schemă de modulație cu diodă* (fig. 18.8). Schema constă din dioda D , amplificatorul separator A și un circuit oscilant paralel. Dioda constituie elementul neliniar, iar circuitul oscilant care constituie sarcina amplificatorului îndeplinește rolul de filtru. Frecvența de rezonanță a circuitului oscilant este egală cu ω_0 , iar banda de trecere este puțin mai mare de $2\omega_s$, $B \gtrsim 2\omega_s$.

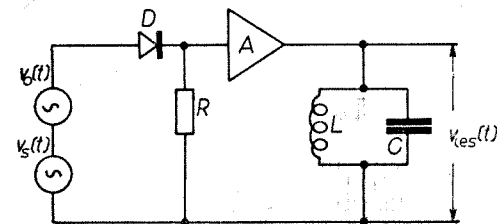


Fig. 18.8. Schemă de modulație cu diodă.

Trebuie subliniat că atunci cînd semnalul de modulație conține mai multe componente spectrale a căror frecvență este cuprinsă între $\omega_{s \min}$ și $\omega_{s \max}$, banda de trecere a filtrului trebuie să fie $B \gtrsim 2\omega_{s \max}$. Această schemă se utilizează în special la semnale slabe pentru care putem aproxima caracteristica diodei printr-un polinom de gradul II.

b) *Schemă cu modulație pe poartă* (fig. 18.9). Rolul elementului neliniar este îndeplinit de către tranzistorul T care se fixează în clasa C de funcționare cu ajutorul unei tensiuni fixe de polarizare. Circuitul oscilant din drenă fiind acordat pe frecvența ω_0 joacă rolul de filtru. Pe poarta tranzistorului se aplică trei tensiuni: o tensiune continuă V_{GG} de valoare constantă, care împreună cu V_{DD} fixează punctul de funcționare static; semnalul de modulație de frecvență relativ joasă; semnalul purtător de înaltă frecvență. Purtătoarea se aplică prin intermediul unui circuit oscilant, iar semnalul de modulație obținut de la un modulator (etaj care amplifică în modul dorit semnalul de modulație) se aplică prin intermediul transformatorului de modulație, Tr . Valoarea capacității C_m se alege astfel încît reactanța X_{Cm} să fie zero la frecvența ω_0 și să aibă valori relativ mari pentru gama de frecvențe a semnalului de modulație. Forma curentului de drenă diferă esențial de sinusoidă, avînd mai multe componente spectrale; parcurgînd circuitul oscilant se separă numai componentele de frecvență $\omega_0 - \omega_s$, ω_0 și $\omega_0 + \omega_s$.

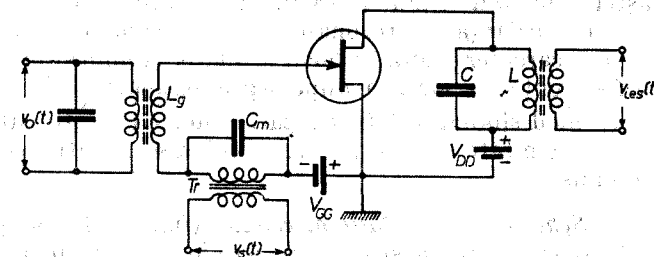


Fig. 18.9. Schemă cu modulație pe poartă.

Funcționarea schemei poate fi urmărită cu ajutorul diagramelor din figura 18.10. Tensiunea V_{GG} , amplitudinea purtătoarei și a semnalului de modulație se aleg astfel încît porțiunea de lucru a caracteristicii dinamice de transfer

a tranzistorului (pentru alternanțele pozitive ale purtătoarei) să poată fi aproximată printr-un polinom de gradul II (fig. 18.10, a). Având în vedere că $\omega_s \ll \omega_0$, pe durata unei perioade a purtătoarei, amplitudinea semnalului de modulație rămâne constantă. Deci se poate considera că semnalul

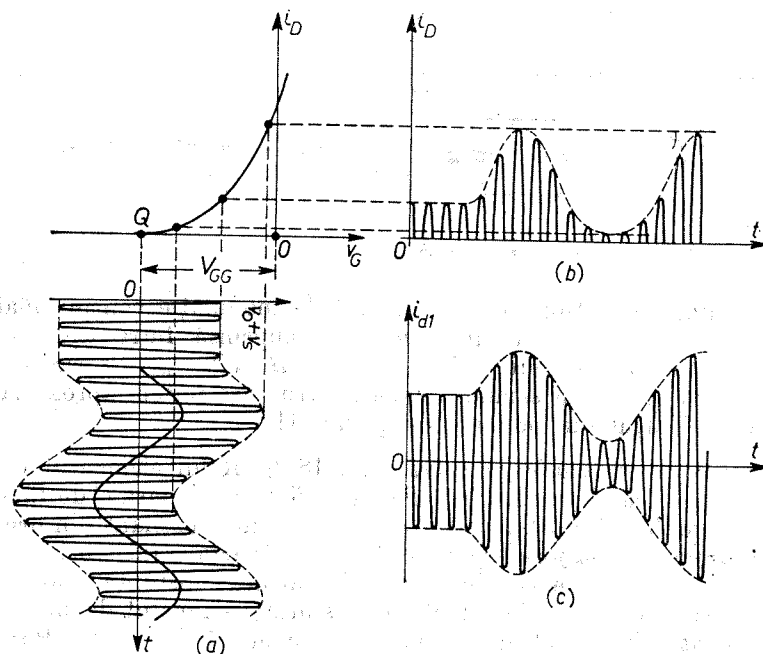


Fig. 18.10. Diagramele de funcționare a schemei din figura 18.9.

de modulație se însumează cu tensiunea V_{GG} , rezultând o tensiune variabilă de polarizare care efectuează deplasarea punctului de funcționare Q după legea semnalului de modulație. Ca rezultat al acestei deplasări variază amplitudinea impulsurilor curentului de drenă (fig. 18.10, b), variație care atrage după sine și variația amplitudinii armonicii I-a (fundamentalei) i_{d1} de frecvență ω_0 (fig. 18.10, c). Armonica I-a i_{d1} parcurge circuitul oscilant dînd naștere unei tensiuni de ieșire v_{ies} a cărei formă este identică cu forma curentului (impedanța de rezonanță a circuitului oscilant paralel este liniară și are un caracter ohmic): prin urmare, amplitudinea oscilațiilor purtătoare de frecvență ω_0 variază după legea semnalului de modulație.

În mod similar pot fi realizate scheme cu modulație pe grilă sau pe bază; în cazul emițătorilor de putere se folosesc tuburi electronice speciale, numite de emisie.

c) *Schemă cu modulație pe colector* (fig. 18.11). Schema conține în principiu aceleași elemente ca și cea cu modulație pe poartă: tranzistorul ca element neliniar, circuitul oscilant din colector ca filtru, circuitul oscilant de intrare prin intermediul căruia se aplică semnalul purtător; singura diferență constă în faptul că semnalul de modulație, obținut de la un modulator de putere mai mare decît în cazul precedent, se aplică direct în circuitul de colector

prin intermediul transformatorului de modulație, Tr . Capacitorul C_m constituie un scurtcircuit pentru purtătoare, iar pentru semnalul de modulație constituie o reactanță suficient de mare ca să nu șunteze secundarul transformatorului Tr . Semnalul de modulație se însumează cu tensiunea de alimentare

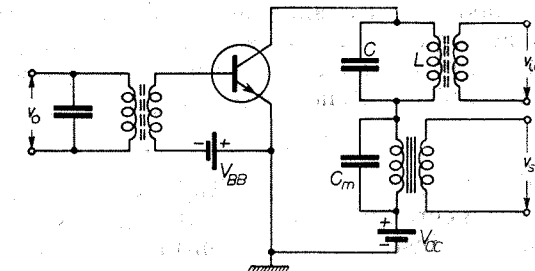


Fig. 18.11. Schemă cu modulație pe colector.

V_{CC} , rezultînd o tensiune de colector variabilă. Tranzistorul se fixează în clasa C de funcționare, iar pe bază se aplică oscilația purtătoare de amplitudine constantă (fig. 18.12, a); drept urmare, în absența semnalului de modulație și impulsurile curentului de colector vor avea amplitudinea constantă (fig. 18.12, b). Influența variației tensiunii de colector, ca urmare a aplicării semnalului de modulație, poate fi reprezentată ca o deplasare a caracteristicilor de transfer $i_C = f(v_{BE})$; în figură sînt indicate două poziții limită. Drept urmare, amplitudinea impulsurilor curentului de colector variază,

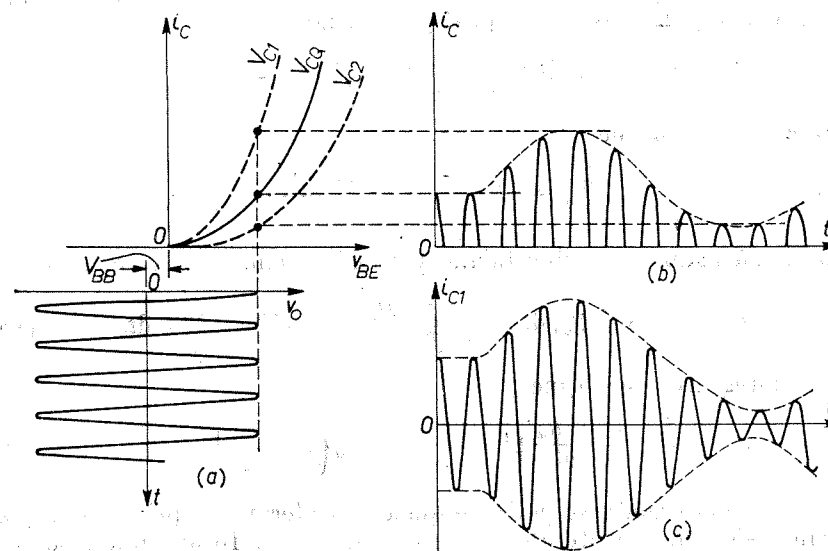


Fig. 18.12. Diagramele de funcționare ale schemei din figura 18.11.

fapt care produce variația armonicii I-a, i_{c1} , după legea semnalului de modulație (fig. 18.12, c). Curentul i_{c1} parcurge circuitul oscilant dînd naștere semnalului v_{ies} care reprezintă tocmai semnalul modulat.

În funcție de terminalul în circuitul căruia este conectat transformatorul de modulație, există o mare varietate de scheme pentru realizarea MA; afară

de cele descrise mai sus enumerăm: schemă cu modulație pe sursă (catod, emitor), schemă cu modulație pe poarta G_2 sau pe grila ecran, schemă cu modulație pe grila supresoare.

d) *Bilanțul energetic al semnalului modulat.* Presupunem că semnalul modulat este transmis de la circuitul oscilant de ieșire spre o antenă a cărei impedanță este R_a (antena fiind acordată pe frecvența purtătoare, impedanța are un caracter ohmic). În absența modulației, puterea semnalului de înaltă frecvență în antenă poate fi exprimată prin relația

$$P_0 = I_{m0}^2 R_a / 2, \quad (18.23)$$

unde I_{m0} reprezintă amplitudinea curentului de înaltă frecvență în antenă, adică a curentului corespunzător purtătoarei. Aplicând semnalul de modulație, valoarea instantanee a curentului de antenă este

$$i_A = I_{m0}(1 + m_a \cos \omega_s t) \cos \omega_0 t. \quad (18.24)$$

În scopul determinării puterii din antenă când acționează semnalul de modulație calculăm mai întâi puterea corespunzătoare unei perioade a purtătoarei

$$P_{in} = \frac{1}{T_{in}} \int_0^{T_{in}} i_A^2 R_a dt = \frac{1}{T_{in}} \int_0^{T_{in}} I_{m0}^2 R_a (1 + m_a \cos \omega_s t)^2 \cos^2 \omega_0 t dt. \quad (18.25)$$

Având în vedere că $\omega_0 \gg \omega_s$, se poate considera că pe durata unei perioade a purtătoarei, variația mărimii $\omega_s t$ este foarte mică; prin urmare, în ultima relație se poate pune $\cos \omega_s t = \text{const.}$, rezultând

$$P_{in} = \frac{I_{m0}^2 R_a (1 + m_a \cos \omega_s t)^2}{T_{in}} \int_0^{T_{in}} \cos^2 \omega_0 t dt. \quad (18.26)$$

Prin integrare se obține

$$P_{in} = \frac{I_{m0}^2 R_a (1 + m_a \cos \omega_s t)^2}{2}. \quad (18.27)$$

Puterea totală în antenă pe durata unei perioade a semnalului de modulație este

$$P_T = \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} P_{in} dt = \frac{1}{T_s} \int_0^{T_s} \frac{I_{m0}^2 R_a (1 + m_a \cos \omega_s t)^2}{2} dt. \quad (18.28)$$

Efectuând integrarea se obține

$$P_T = \frac{I_{m0}^2 R_a}{2} \left(1 + \frac{m_a^2}{2} \right) = P_0 \left(1 + \frac{m_a^2}{2} \right). \quad (18.29)$$

Pe baza ultimei relații se pot face unele considerații cu privire la raportul dintre diferitele componente ale semnalului modulat. În absența modulației, puterea totală în antenă furnizată de către amplificatorul final al semnalelor modulate este P_0 , fiind alocată componentei spectrale de frecvență ω_0 . În timpul modulației, când în spectrul semnalului emis se adaugă și componentele de frecvență $\omega_0 + \omega_s$ și $\omega_0 - \omega_s$, puterea totală crește cu cantitatea $m_a P_0 / 2 = P_{bl}$, care reprezintă puterea alocată benzilor laterale. Prin urmare, chiar în cazul cel mai favorabil când $m_a = 1$, puterea ce revine benzilor laterale, care conțin mesajul transmis, reprezintă numai jumătate din puterea corespunzătoare purtătoarei (care nu conține mesajul transmis) și doar o treime din puterea totală a semnalului modulat. În fapt, mesajul este conținut în fiecare bandă laterală separat, deci puterea utilă absolut necesară pentru transmiterea unui mesaj este $P_{bl} = P_{bl}/2 = m_a P_0 / 4$. În general se pot scrie rapoartele

$$P_{bl}/P_0 = m_a/4, \quad P_{bl}/P_T = m_a/2(m_a^2 + 2); \quad (18.30)$$

din care rezultă că se poate realiza o economie considerabilă la punctul de emisie prin suprimarea purtătoarei din spectrul semnalului modulat emis de antenă. Se realizează astfel emisia cu *purtoare suprimată* (PS); la punctul de recepție, înainte de detecție are loc restabilirea purtătoarei cu ajutorul unui oscilator local.

În cazul când se urmărește realizarea unei economii și mai mari și totodată reducerea spectrului de frecvențe ocupat de emițătorul respectiv de la $B \approx 2\omega_{s\max}$ la $B_1 \approx \omega_{s\max}$, se suprimă atât purtătoarea, cât și o bandă laterală. Se realizează astfel emisia pe o *singură bandă laterală* (SBL).

Datorită faptului că detecția semnalelor modulate în amplitudine din spectrul cărora este suprimată purtătoarea sau purtătoarea și o bandă laterală este relativ dificilă sistemele de emisie PS și SBL se utilizează în radio-comunicațiile telefonice (comerciale, militare, profesionale). Suprimarea purtătoarei din semnalul modulat se realizează cu ajutorul *modulatorului balansat* descris mai jos.

e) *Modulatorul balansat.* Trebuie subliniat că aici noțiunea de modulator are un sens mai larg decât acela al unui amplificator care furnizează semnalul

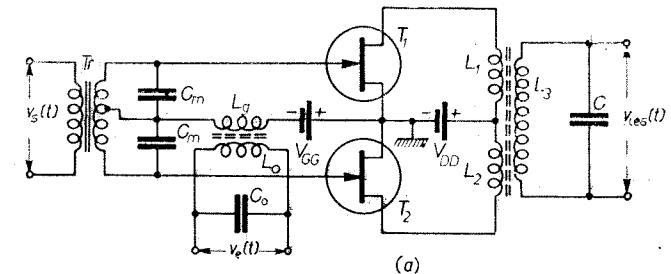


Fig. 18.13. Modulatorul balansat:
a - schemă de principiu;
b - spectrul de frecvențe obținut la ieșire.

de modulație, anume include toate elementele schemei care efectuează modulația de amplitudine.

Schema de principiu a modulatorului balansat echipat cu tranzistorii TECJ este arătată în figura 18.13, a și poate fi privită ca rezultatul compunerii a două scheme cu modulație pe poartă. Purtătoarea se aplică în fază pe cele două porți, iar semnalul de modulație în opoziție de fază. Înainte de a pre-

zenta principiul de funcționare și relațiile corespunzătoare facem câteva precizări cu privire la elementele conținute în schemă. Tranzistorii funcționează într-un regim puternic neliniar, adică în clasa B, AB sau C. Înfășurarea secundară a transformatorului de modulație Tr are o priză mediană, astfel semnalul de modulație aplicat între sursa și poarta tranzistorului T_1 este în fază opusă față de cel aplicat între sursă și poarta tranzistorului T_2 . Capacitorii C_m constituie scurtcircuite pentru purtătoare și reactanțe suficient de mari pentru semnalul de modulație. Purtătoarea se aplică prin intermediul unui circuit oscilant și al bobinei de cuplaj L_g . Transformatorul de ieșire are priză mediană în primar, iar înfășurarea secundară împreună cu capacitorul C formează un circuit oscilant.

Fiecare braț al modulatorului balansat funcționează la fel ca schema cu modulație pe poartă. Privind însă funcționarea în ansamblu trebuie avut în vedere că la intrare semnalele de modulație sînt în opoziție de fază, iar la ieșire curenții de drenă parcurg înfășurările primare L_1 și L_2 în sens opus; drept urmare, semnalul modulat obținut în înfășurarea secundară va avea o compoziție spectrală diferită de (18.17).

Considerăm că pe porțiunile de lucru, caracteristicile de transfer ale tranzistorilor pot fi aproximate prin polinoame de gradul II de forma (18.16). Tensiunile de intrare pe porțile tranzistorilor T_1 și T_2 sînt

$$v_{in1} = V_0 \sin \omega_0 t + V_s \sin \omega_s t, \quad (18.31)$$

$$v_{in2} = V_0 \sin \omega_0 t - V_s \sin \omega_s t. \quad (18.32)$$

Presupunind schema perfect simetrică, curenții de drenă ai celor doi tranzistori au expresiile

$$i_{D1} = a_0 + a_1 v_{in1} + a_2 v_{in1}^2, \quad (18.33)$$

$$i_{D2} = a_0 + a_1 v_{in2} + a_2 v_{in2}^2. \quad (18.34)$$

Curenții i_{D1} și i_{D2} parcurg înfășurările L_1 și L_2 în sens opus, prin urmare tensiunea indusă în bobina L_3 este

$$v_{ies} = k_0(i_{D1} - i_{D2}), \quad (18.35)$$

unde k_0 este o constantă de proporționalitate. Substituind în (18.33) și (18.34) pe v_{in1} și v_{in2} cu expresiile lor și efectuind calculele corespunzătoare se obțin expresiile desfășurate ale curenților i_{D1} și i_{D2} ; substituind apoi aceste expresii în (18.35) rezultă

$$v_{ies} = 2k_0 a_1 V_s \sin \omega_s t + 2k_0 a_2 V_0 V_s [\cos(\omega_0 - \omega_s)t + \cos(\omega_0 + \omega_s)t]. \quad (18.36)$$

Deci, tensiunea obținută la ieșirea modulatorului balansat, care reprezintă semnalul modulat, conține numai componentele corespunzătoare semnalului de modulație și benzilor laterale (fig. 18.13, b). Avînd în vedere că $\omega_0 \gg \omega_s$, circuitul oscilant de ieșire rejectează componenta de frecvență ω_s , astfel semnalul modulat constă numai din cele două benzi laterale.

În cazul cînd se urmărește suprimarea și a unei benzi laterale, acest lucru se realizează prin conectarea unui filtru corespunzător între modulatorul balansat și antenă.

XVIII.4. MODULAȚIA UNGHIULARĂ

XVIII.4.1. Legătura între modulația de frecvență (MF) și modulația de fază (MP)

Reprezentăm oscilația purtătoare de înaltă frecvență printr-o funcție de forma

$$v_0(t) = V_0 \cos[\omega_0 t + \varphi(t)] = V_0 \cos \theta, \quad (18.37)$$

unde

$$\theta = \omega_0 t + \varphi(t) \quad (18.38)$$

se numește *fază instantanee (totală) a oscilației*; $\varphi(t)$ reprezintă unghiul de fază.

Frecvența unghiulară instantanee a oscilației se definește ca rata de variație a fazei instantanee totale

$$\omega_i = d\theta/dt \quad (18.39)$$

și invers, faza instantanee totală poate fi exprimată ca integrala din ω_i

$$\theta = \int \omega_i dt + \varphi_0, \quad (18.40)$$

unde φ_0 reprezintă faza inițială, fiind o mărime constantă. Din ultimele două relații rezultă o concluzie foarte importantă: variația fazei instantanee produce variații ale frecvenței instantanee, iar variația frecvenței instantanee produce variații ale fazei instantanee totale. Acest fapt constituie suportul fizic al legăturii dintre MF și MP.

a) *Modulația de frecvență*. În cazul MF, amplitudinea purtătoarei rămîne constantă, iar frecvența unghiulară instantanee variază cu o cantitate proporțională cu amplitudinea semnalului de modulație; rata (viteza) de variație a frecvenței depinde de frecvența semnalului de modulație.

Dacă semnalul de modulație are expresia

$$v_s(t) = V_s \cos \omega_s t, \quad (18.41)$$

frecvența instantanee a oscilației MF este

$$\omega_i = \omega_0 + k_2 V_s \cos \omega_s t = \omega_0 + \omega_d \cos \omega_s t, \quad (18.42)$$

unde: k_2 este un coeficient de proporționalitate care stabilește legătura între $v_s(t)$ și variația frecvenței purtătoarei; ω_d se numește *deviație de frecvență* și reprezintă deviația maximă a frecvenței semnalului MF față de ω_0 .

Faza instantanee totală a semnalului MF este dată de relația (18.40), adică

$$\theta = \omega_0 t + k_2 \int v_s(t) dt + \varphi_0 = \omega_0 t + m_f \sin \omega_s t + \varphi_0, \quad (18.43)$$

unde

$$m_f = \omega_d / \omega_s \quad (18.44)$$

se numește *indice de modulație* MF (sau rată de deviație) și reprezintă în fapt deviația maximă a fazei în cazul semnalelor MF, adică $m_f = \varphi_{\max}$ (vezi 18.38).

Expresia analitică a semnalului MF este

$$v(t) = V_0 \cos(\omega_0 t + m_f \sin \omega_s t + \varphi_0). \quad (18.45)$$

Diagramele care ilustrează procesele de modulație de frecvență sint arătate în figura 18.14. Atit timp cit semnalul de modulație este zero, frecvența purtătoarei rămîne neschimbată; după aplicarea lui $v_s(t)$, frecvența semnalului MF variază în jurul valorii ω_0 (fig. 18.14, c).

Reprezentarea fazorială a oscilației MF este arătată în figura 18.15. Fazorul V_0 la momentul $t = 0$ face unghiul φ_0 cu originea de fază; pentru ca V_0 să rămînă nemişcat, presupunem că axa ce reprezintă originea de fază (axa timpului) se rotește în sens orar cu viteza unghiulară ω_0 . În timpul modulației, variația fazei vectorului V_0 decurge după o lege armonică, cu frecvența ω_s ; deviația maximă a fazei este egală cu in-

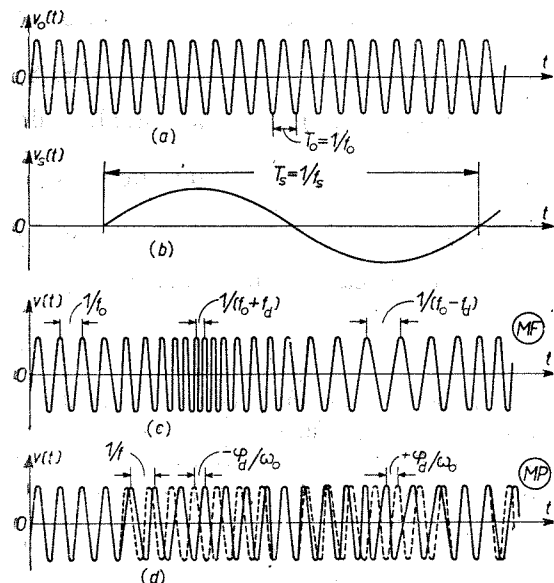


Fig. 18.14. Diagramele pentru ilustrarea modulației de frecvență și de fază.

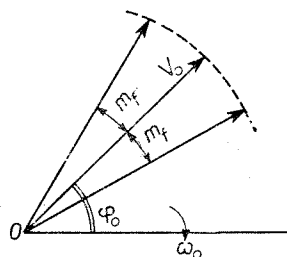


Fig. 18.15. Reprezentarea fazorială a semnalului MF.

dicele de modulație. În practică se iau valori relativ mari pentru m_f , în scopul creșterii stabilității la semnale parazite. Astfel, în radiodifuziune este acceptată valoarea $f_d = \omega_d/2\pi = 75$ kHz; luînd frecvența maximă a semnalului de modulație $f_{s\max} = 5$ kHz, rezultă $m_f = 15$ radiani.

b) *Modulația de fază.* Și în cazul MP, amplitudinea purtătoarei rămîne constantă, dar unghiul de fază variază în funcție de semnalul de modulație; astfel avem

$$\varphi(t) = \varphi_0 + k_3 V_s \cos \omega_s t = \varphi_0 + \varphi_d \cos \omega_s t, \quad (18.46)$$

unde φ_d reprezintă deviația maximă a fazei semnalului MP față de φ_0 .

Faza instantanee totală este

$$\theta = \omega_0 t + \varphi_d \cos \omega_s t + \varphi_0 = \omega_0 t + m_p \cos \omega_s t + \varphi_0, \quad (18.47)$$

unde

$$m_p = \varphi_d = k_3 V_s \quad (18.48)$$

se numește *indice de modulație MP* și reprezintă deviația maximă a fazei față de φ_0 .

Frecvența unghiulară instantanee este

$$\omega_i = d\theta/dt = \omega_0 - m_p \omega_s \sin \omega_s t = \omega_0 - \omega_d \sin \omega_s t, \quad (18.49)$$

unde $\omega_d = m_p \omega_s$ reprezintă deviația maximă a frecvenței semnalului MP față de ω_0 .

Expresia analitică a semnalelor MP devine

$$v(t) = V_0 \cos(\omega_0 t + m_p \cos \omega_s t + \varphi_0). \quad (18.50)$$

Variația în timp a semnalului MP este arătată în figura 18.14, d, iar diagrama fazorială are în principiu aceeași formă cu cea din figura 18.15.

c) *Comparație între MF și MP.* Din cele prezentate mai sus rezultă că în cazul unui semnal de modulație pur sinusoidal nu se poate delimita precis ce fel de modulație avem, MF sau MP. Într-adevăr, dacă $v_s(t)$ se exprimă sub formă de cosinus, atunci (18.45) reprezintă o oscilație MF; dacă însă $v_s(t)$ se exprimă sub formă de sinus, relația (18.45) ia forma (18.50), adică va reprezenta o oscilație MP.

O altă trăsătură comună pentru modulațiile MF și MP este faptul că în ambele cazuri, atit faza, cit și frecvența variază în funcție de semnalul de modulație; diferă doar legile de variație.

Din relațiile (18.43) și (18.47) reiese că unghiul de fază la MF și MP are o parte constantă și una variabilă; de asemenea, din relațiile (18.42) și (18.49) reiese că frecvența instantanee la MF și MP are o parte constantă și una variabilă. La oscilațiile MF, partea variabilă a fazei este defazată cu $\pi/2$ în urmă față de partea variabilă a frecvenței (fig. 18.16, a); la oscilațiile MP, partea variabilă a frecvenței este defazată cu $\pi/2$ înainte față de partea variabilă (fig. 18.16, b). Mai departe, examinînd graficele din figura 18.14, c și d,

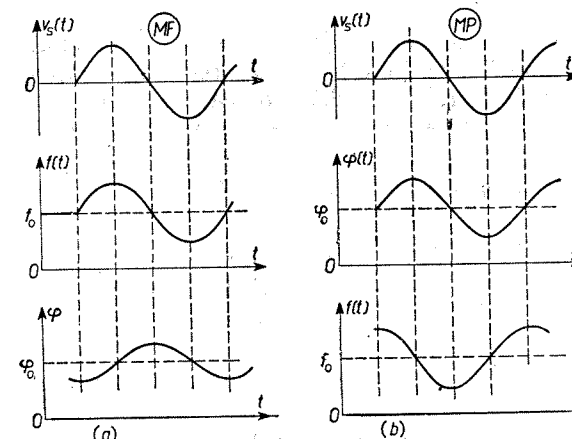


Fig. 18.16. Comparație între MF și MP.

se constată că atunci cînd semnalul de modulație are valoarea maximă, perioada oscilațiilor MF este minimă, $T_{\min} = 1/(f_0 + f_d)$, iar variația unghiului de fază a oscilațiilor MP este maximă, $t_{\max} = -\varphi_d/\omega_0$.

Se pot face unele considerații cu privire la indicii de modulație și deviațiile de frecvență ale oscilațiilor MF și MP atunci când frecvența semnalului de modulație variază. În cazul MF, indicele de modulație scade cu ω_s , iar deviația de frecvență rămâne constantă (fig. 18.17, a); în cazul MP, deviația de frecvență crește cu ω_s , iar indicele de modulație rămâne constant (fig. 18.17, b).

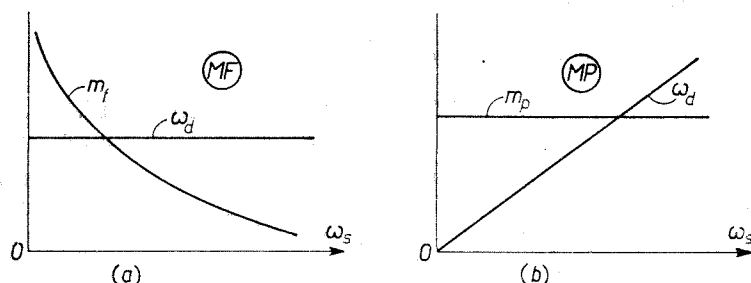


Fig. 18.17. Variația indicelui de modulație și a deviației de frecvență în funcție de frecvența semnalului de modulație.

Modulațiile MF și MP se deosebesc și după metodele de realizare tehnică; în cazul MF, semnalul de modulație acționează direct asupra frecvenței oscilatorului; în cazul MP, oscilatorul produce oscilații de frecvență constantă, însă faza lor este variată în etajele următoare de către semnalul de modulație.

Atunci când semnalul de modulație nu este sinusoidal, diferențele dintre MF și MP sînt foarte pronunțate [28].

XVIII.4.2. Spectrul oscilațiilor MF

Considerînd că semnalul de modulație este pur sinusoidal, pentru determinarea spectrului de frecvențe (a benzii de frecvență ocupată) a oscilației MF (sau MP) se pleacă de la relația (18.45) pe care o scriem sub forma (se neglijează faza inițială, deoarece nu influențează procesul de modulație)

$$v(t) = V_0 \cos(m_f \sin \omega_s t) \cos \omega_0 t - V_0 \sin(m_f \sin \omega_s t) \sin \omega_0 t. \quad (18.51)$$

Rezultă că oscilația MF se poate descompune în două componente de frecvență ω_0 , defazate cu $\pi/2$ una față de cealaltă; amplitudinile acestor componente sînt funcții periodice de timp, avînd expresiile

$$V_0 \cos(m_f \sin \omega_s t), \quad (18.52)$$

$$V_0 \sin(m_f \sin \omega_s t). \quad (18.53)$$

Fiecare din aceste componente se poate dezvolta într-o serie Fourier: prima componentă este o funcție pară de t și va conține numai armonicele de ordin par (în cosinus); a doua componentă este o funcție impară de t și va conține numai armonicele impare (în sinus).

Din teoria funcțiilor Bessel sînt cunoscute următoarele egalități

$$\cos(m_f \sin \omega_s t) = J_0(m_f) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(m_f) \cos 2n\omega_s t, \quad (18.54)$$

$$\sin(m_f \sin \omega_s t) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(m_f) \sin[(2n-1)\omega_s t], \quad (18.55)$$

unde coeficienții $J_n(m_f)$ sînt funcții Bessel de speța întâi, de diferite ordine $n(1, 2, 3, \dots)$, avînd drept argument indicele de modulație. Ținînd cont de ultimele două relații, expresia oscilației MF (18.51) devine

$$v(t) = V_0 J_0(m_f) \cos \omega_0 t - 2V_0 J_1(m_f) \sin \omega_s t \sin \omega_0 t + 2V_0 J_2(m_f) \cos 2\omega_s t \cos \omega_0 t - \\ - 2V_0 J_3(m_f) \sin 3\omega_s t \sin \omega_0 t + 2V_0 J_4(m_f) \cos 4\omega_s t \cos \omega_0 t - \dots \quad (18.56)$$

Înlocuind produsele de cosinus și cele de sinus prin sume rezultă

$$v(t) = V_0 J_0(m_f) \cos \omega_0 t - V_0 J_1(m_f) \cos(\omega_0 - \omega_s)t + V_0 J_1(m_f) \cos(\omega_0 + \omega_s)t + \\ + V_0 J_2(m_f) \cos(\omega_0 - 2\omega_s)t + V_0 J_2(m_f) \cos(\omega_0 + 2\omega_s)t - V_0 J_3(m_f) \cos(\omega_0 - \\ - 3\omega_s)t + V_0 J_3(m_f) \cos(\omega_0 + 3\omega_s)t + V_0 J_4(m_f) \cos(\omega_0 - 4\omega_s)t + \\ + V_0 J_4(m_f) \cos(\omega_0 + 4\omega_s)t - V_0 J_5(m_f) \cos(\omega_0 - 5\omega_s)t + \dots \quad (18.57)$$

Prin urmare, spectrul oscilației MF modulată cu un semnal sinusoidal, teoretic, este format din purtătoare și o infinitate de componente laterale care diferă de purtătoare prin $\pm n\omega_s$, unde $n = 1, 2, 3, \dots$. Amplitudinea unei componente are expresia $V_n = V_0 J_n(m_f)$, deci depinde de indicele de modulație și nu este influențată de valoarea absolută a purtătoarei ω_0 .

Pentru a vedea modul cum variază amplitudinile componentelor spectrale a oscilației MF în funcție de indicele de modulație m_f și ordinul n sînt necesare cîteva precizări asupra caracterului funcțiilor Bessel. În general, funcția Bessel este definită prin seria

$$J_n(m_f) = \frac{m_f^n}{2^n n!} \left[1 - \frac{m_f^2}{2(2n+2)} + \frac{m_f^4}{2(4)(2n+2)(2n+4)} - \right. \\ \left. - \frac{m_f^6}{2(4)(6)(2n+2)(2n+4)(2n+6)} + \dots \right]. \quad (18.58)$$

În figura 18.18, a este dată reprezentarea grafică a cîtorva funcții Bessel în funcție de m_f avînd pe n ca parametru. Adesea este necesar ca pentru un argument m_f dat să se cunoască felul cum variază funcțiile Bessel în funcție de n ; o asemenea reprezentare este dată în figura 18.18, b, unde m_f joacă rol de parametru.

Deși, teoretic, spectrul oscilației MF este infinit, în mod practic el este limitat, fapt ce rezultă din caracterul funcțiilor Bessel. Așa cum rezultă din figura 18.18, b, funcțiile $J_n(m_f)$ încep să scadă cînd $n \simeq m_f$; pentru $n > m_f$, funcțiile $J_n(m_f)$ au valori foarte mici. Prin urmare, amplitudinile componentelor spectrale devin foarte mici cînd $n > m_f$ și pot fi neglijate.

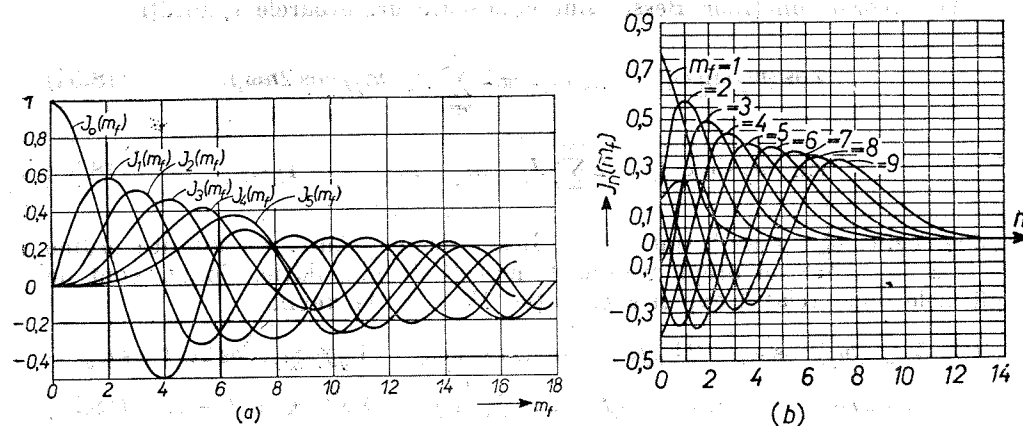


Fig. 18.18. Representarea grafică a funcțiilor Bessel: a - în funcție de argumentul m_f ; b - în funcție de n .

Un exemplu de spectru pentru cazul $m_f = 5$ este arătat în figura 18.19. În practică, componentele situate la stnga frecvenței $\omega_0 - 5\omega_s$ și la dreapta frecvenței $\omega_0 + 5\omega_s$ pot fi neglijate; astfel banda de frecvențe necesară transmiterii unei oscilații MF este

$$B = 2n\omega_s \simeq 2m_f\omega_s = 2\omega_d, \quad (18.59)$$

adică este egală cu dublul deviației de frecvență. Trebuie arătat că în timpul emisiei, indicele de modulație m_f variază, deci se va schimba și spectrul de frecvențe. Făcînd o comparație cu MA, se observă că în cazul MF, banda de frecvențe necesară transmiterii aceluiași mesaj este de m_f ori mai mare. Dat fiind că în radiodifuziune se ia de obicei $m_f = 15$, rezultă că pentru un semnal de modulație avînd $f_{s\max} = 5$ kHz, în cazul MA, banda de frecvențe este 10 kHz, iar în cazul MF, banda de frecvențe este 150 kHz. Din această cauză, modulațiile MF și MP se aplică numai în gamele de unde scurte și

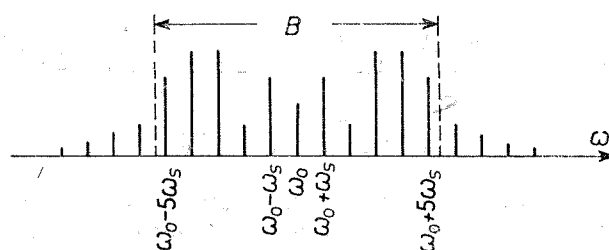


Fig. 18.19. Exemplu de spectru al semnalului MF pentru $m_f = 5$.

ultrascurte, unde există posibilitatea alocării fiecărei stații de emisie a unei benzi de frecvențe $B = 2f_d = 2m_f f_{s\max} = 150$ kHz. Dat fiind că pe durata unei perioade a purtătoarei amplitudinea rămîne neschimbată, puterea utilă a oscilației MF rămîne constantă.

XVIII.4.3. Scheme pentru realizarea MF

a) *Schemă cu diodă varactor* (fig. 18.20, a). Circuitul oscilant LC face parte integrantă din schema unui oscilator a cărui frecvență ω_0 este în principal determinată de elementele acestui circuit. Semnalul de modulație v_s se aplică prin intermediul transformatorului de modulație Tr ; tensiunea continuă de polarizare inversă a diodei varactor se aplică prin intermediul rezistorului R de valoare relativ mare. Capacitorul C_1 este conectat pentru separarea componentelor continue a tensiunilor; valoarea sa se alege astfel încît $1/\omega_s C_1$ să fie foarte mare, iar $1/\omega_0 C_1$ să fie practic zero. Valoarea capacitorului C_m se alege astfel încît $1/\omega_0 C_m$ să fie neglijabilă, iar $1/\omega_s C_m$ să fie relativ mare pentru a nu șunta transformatorul Tr .

În absența semnalului de modulație, dioda varactor este polarizată invers și capacitatea de barieră are valoarea C_{bQ} (fig. 18.20, b); după aplicarea semnalului de modulație $v_s(t)$, capacitatea C_b variază după o lege impusă de acest semnal. Pentru frecvența ω_0 , capacitatea diodei varactor este conectată în paralel cu circuitul oscilant (fig. 18.20, c). Variația capacității C_b produce variații ale frecvenței oscilatorului, realizîndu-se astfel modulația de frecvență.

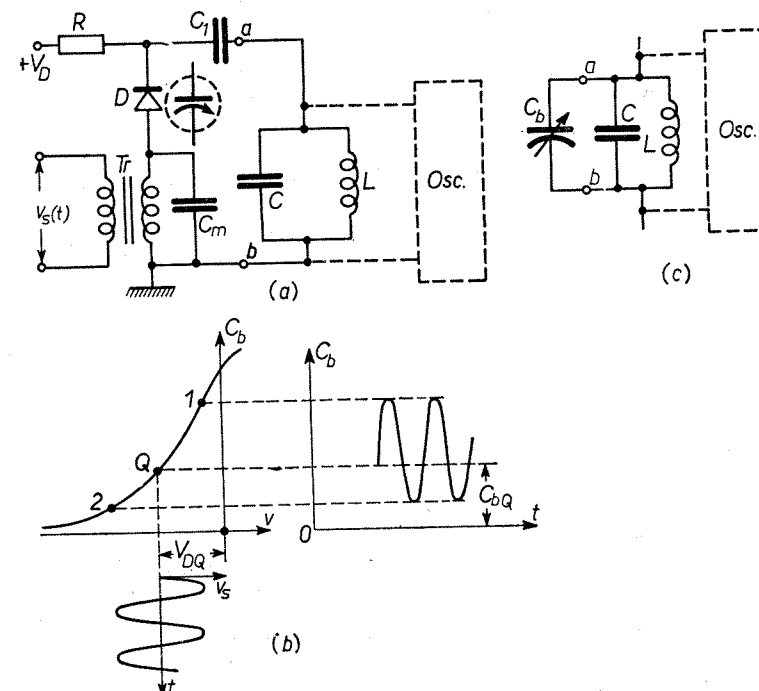


Fig. 18.20. Realizarea MF cu diodă varactor: a - schemă de principiu; b - variația capacității diodei; c - schemă echivalentă a circuitului oscilant.

Capacitatea C_b reprezintă de fapt capacitatea unei regiuni de trecere polarizată invers; în cazul diodelor cu joncțiuni abrupte și ideale, se poate scrie (vezi 2.24)

$$C_b \simeq k_1 v^{-n} = k_1 (V_{DQ} + v_s)^{-n}, \quad (18.60)$$

unde k_1 este o constantă, iar n este un număr pozitiv subunitar ($n \approx 1/2$). Considerind că elementele L și C ale circuitului oscilant sint menținute constante, frecvența de oscilație are expresia

$$\omega_0 = k_2 V_{DQ}^{n/2} (1 + v_s/V_{DQ})^{n/2}, \quad (18.61)$$

care se dezvoltă în serie Taylor

$$\omega_0 = k_2 V_{DQ}^{n/2} \left[1 + \frac{n}{2} \frac{v_s}{V_{DQ}} + \frac{n}{4} \left(\frac{n}{2} - 1 \right) \frac{v_s^2}{V_{DQ}^2} + \dots \right]. \quad (18.62)$$

unde k_2 este o constantă.

Pentru a realiza o modulație de frecvență fără distorsiuni, trebuie luat raportul v_s/V_{DQ} suficient de mic, astfel ca între ω_0 și v_s să existe o dependență liniară. O modulație de frecvență perfect liniară se obține prin utilizarea diodelor varactor cu joncțiuni hiperabrupte la care se obține o relație liniară (vezi 2.88) între frecvența de oscilație și tensiunea aplicată.

b) *Schemă cu tranzistor de reactanță* (fig. 18.21, a). Circuitul oscilant face parte din schema unui oscilator. Vom arăta că pentru frecvența de oscilație ω_0 , partea de schemă din stînga bornelor a, b este echivalentă cu o capacitate variabilă. Această capacitate variază în funcție de semnalul aplicat pe poarta tranzistorului, prin urmare ω_0 variază în funcție de semnalul de modulație. Reactanța capacitorului C_1 este zero la frecvența ω_0 și este suficient de mare la frecvența ω_s . Șocul de radiofrecvență are o reactanță foarte mare la frecvența ω_0 , astfel circuitul oscilant nu este șuntat de către circuitul de alimentare a tranzistorului.

Calculăm admitanța rețelei din stînga bornelor a, b . Pentru aceasta, desenăm schema echivalentă (fig. 18.21, b) presupunînd că generatorul $v_s(t)$ este scurtcircuitat, iar capacitorii C_s și C_1 constituie scurtcircuite la frecvența ω_0 . Admitanța se definește ca raportul dintre tensiunea aplicată la bornele a, b și curentul total care circulă prin aceste borne. Notînd cu V tensiunea aplicată, curentul are trei componente

$$I_1 = V/(R_0 + X_c), \quad (18.63)$$

$$I_2 = V/r_a, \quad I_a = g_m V_g,$$

unde

$$V_g = I_1 \cdot R_0, \quad R_0 = R \parallel r_{in}. \quad (18.64)$$

Admitanța are expresia

$$Y = \frac{I_1 + I_2 + I_a}{V} = \frac{g_m R_0 + 1}{R_0 + X_c} + \frac{1}{r_a}. \quad (18.65)$$

Avînd în vedere că, în practică, valorile elementelor se aleg astfel încît

$$1/\omega_0 C \gg R, \quad g_m R_0 \gg 1, \quad (18.66)$$

admitanța devine

$$Y = 1/r_a + j\omega R_0 C. \quad (18.67)$$

Dacă se utilizează un tranzistor cu r_a suficient de mare, admitanța constă numai dintr-o reactanță capacitivă, prin urmare schema din figura 18.21, b este echivalentă cu o capacitate $C_{ec} = g_m R_0 C$, care este conectată în paralel cu circuitul oscilant (fig. 18.21, c).

Aplicăm semnalul de modulație $v_s(t) = V_s \cos \omega_s t$; dat fiind că la frecvența ω_s , reactanța capacitorului C este mult mai mare decît reactanța șocului de radiofrecvență, semnalul $v_s(t)$ acționează numai asupra circuitului de intrare, producînd variația transconductanței g_m (vezi IV.2 și IV.3), deci și a capacității C_{ec} . Drept urmare, frecvența oscilatorului variază în funcție de semnalul de modulație, realizîndu-se astfel modulația de frecvență.

În locul tranzistorului cu efect de cîmp pot fi utilizați tranzistori bipolari sau tuburi electronice; de asemenea, există scheme în care tranzistorul este echivalent cu o inductanță ce variază în funcție de semnalul de modulație.

În majoritatea schemelor cu modulație de frecvență, elementele de circuit se aleg astfel încît deviația de frecvență să fie mică, realizîndu-se astfel o modulație fără distorsiuni. Pentru mărirea deviației de frecvență, semnalul rezultat de la oscilator modulat în frecvență este trecut prin unul sau mai multe etaje de multiplicare a frecvenței; în acest caz crește atît purtătoarea, cît și deviația de frecvență.

XVIII.5. DETECȚIA SEMNALELOR MODULATE ÎN AMPLITUDINE]

XVIII.5.1. Detecția pătratică

La punctul de recepție este necesar ca din semnalul modulat să se extragă mesajul propriu-zis, care este conținut în semnalul de modulație. Procesul de separare a semnalului de modulație din semnalul modulat poartă numele de deteecție sau demodulație; schemele cu ajutorul cărora se realizează procesul de deteecție se numesc deteectori.

Presupunînd că semnalul MA recepționat care se aplică la intrarea detectorului este modulat de către un semnal sinusoidal, spectrul său conține trei componente (fig. 18.22, a); la ieșirea detectorului se obține semnalul de modulație, de obicei de frecvență joasă (fig. 18.22, b). Prin urmare, deteectia constituie în esență un proces neliniar, deoarece este însoțită de transformări ale spectrului semnalului de intrare.

Schemă-bloc a unui detector este arătată în figura 18.23, a, conținînd: elementul neliniar EN care efectuează transformarea spectrului semnalului de intrare și filtrul de joasă frecvență FJF care separă semnalul util de frec-

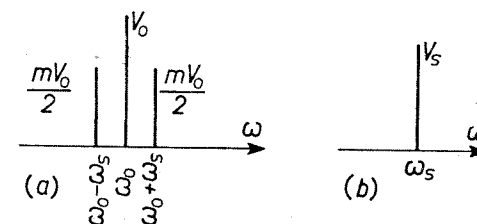
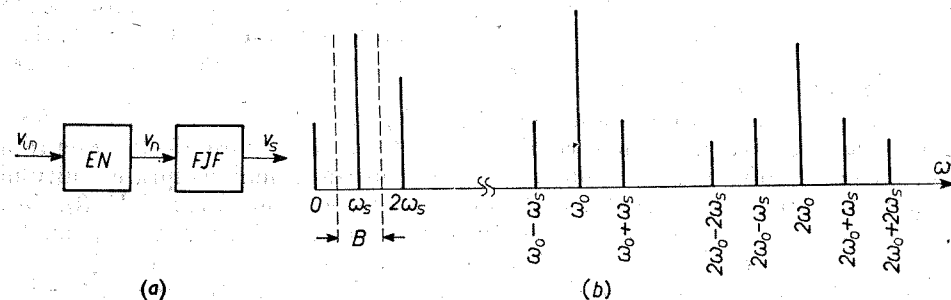


Fig. 18.22. a — Spectrul semnalului MA; b — spectrul semnalului detectat.

vență joasă. Deci detecția constă din două procese: 1) transformarea spectrului semnalului modulat și 2) filtrarea (separarea) semnalului de modulație; primul proces este fundamental, al doilea ajutător.



Considerăm că porțiunea de lucru a caracteristicii elementului neliniar se aproximează printr-un polinom de gradul II de forma

$$v_n(t) = a_0 + a_1 v_{in} + a_2 v_{in}^2, \quad (18.68)$$

unde v_n este semnalul la ieșirea din elementul neliniar, iar v_{in} este semnalul de intrare (semnalul MA) avind expresia

$$v_{in}(t) = V_{bl} \cos(\omega_0 - \omega_s)t + V_0 \cos \omega_0 t + V_{bl} \cos \omega_s t, \quad (18.69)$$

unde $V_{bl} = m_a V_0/2$. Introducînd (18.69) în (18.68), semnalul la ieșirea elementului neliniar al detectorului este

$$\begin{aligned} v_n(t) = & a_0 + a_2(V_{bl}^2 + V_0^2/2) + 2a_2 V_{bl} V_0 \cos \omega_s t + a_2 V_{bl}^2 \cos 2\omega_s t + \\ & + a_1 V_{bl} \cos(\omega_0 - \omega_s)t + a_1 V_0 \cos \omega_0 t + a_1 V_{bl} \cos(\omega_0 + \omega_s)t + \\ & + (a_2/2) V_{bl}^2 \cos(2\omega_0 - 2\omega_s)t + a_2 V_{bl} V_0 \cos(2\omega_0 - \omega_s)t + \\ & + a_2(V_{bl}^2 + V_0^2/2) \cos 2\omega_0 t + a_2 V_{bl} V_0 \cos(2\omega_0 + \omega_s)t + \\ & + (a_2/2) V_{bl}^2 \cos(2\omega_0 + 2\omega_s)t. \end{aligned} \quad (18.70)$$

Spectrul acestui semnal este arătat în figura 18.23, b. Semnalul util de frecvență ω_s poate fi separat cu ajutorul FJF. Dacă $\omega_s = \text{const}$, filtrul este de bandă îngustă. Dacă însă frecvența semnalului de modulație nu este constantă și variază între $\omega_{s, \min}$ și $\omega_{s, \max}$, atunci FJF trebuie să fie un filtru trece bandă avind drept frecvențe limită pe $\omega_{s, \min}$ și $\omega_{s, \max}$. În acest caz, procesul de detecție este însoțit de distorsiuni. Într-adevăr, pentru o frecvență ω_s a semnalului de modulație care satisface inegalitatea $\omega_{s, \min} \leq 2\omega_s \leq \omega_{s, \max}$, la ieșirea detectorului se obține și armonica a doua a componentei considerate. Ținînd seama de definiția coeficientului de distorsiuni neliniare (vezi cap. XIV), din (18.70) rezultă

$$k_f = \frac{a_2 V_{bl}^2}{2a_2 V_0 V_{bl}} = \frac{V_{bl}}{2V_0} = \frac{m_a}{4}. \quad (18.71)$$

Astfel, coeficientul de distorsiuni neliniare al detectorului MA pătratic depinde de gradul de modulație m_a ; cu cît m_a este mai mic, cu atît și k_f va fi mai mic. Datorită distorsiunilor neliniare pe care le introduce prin apariția armonicii a doua și a unor frecvențe „combinat”, detecția pătratică se utilizează în special la măsurători pe canalele de radio și televiziune.

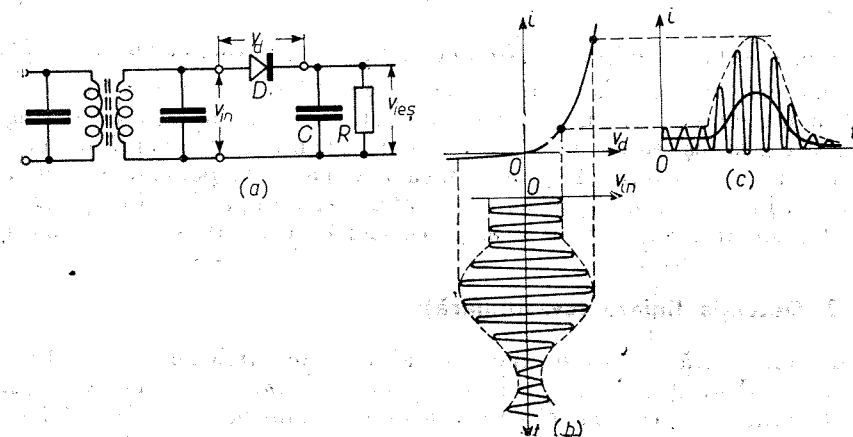


Fig. 18.24. Detectorul pătratic cu diodă: a - schemă; b și c - diagrame de funcționare.

Ne referim acum la schema de principiu a unui detector pătratic (fig. 18.24, a): dioda D joacă rolul de element neliniar, iar grupul RC constituie un filtru de joasă frecvență și joacă rolul de sarcină. Dacă semnalul de intrare v_{in} , care se aplică prin intermediul unui circuit oscilant este suficient de mic (de ordinul milivolților), porțiunea de lucru a caracteristicii diodei (fig. 18.24, b) poate fi aproximată cu suficientă precizie printr-un polinom de gradul II de forma

$$i = a_1 v_a + a_2 v_a^2. \quad (18.72)$$

Reprezentăm semnalul MA prin expresia

$$v_{in}(t) = V(t) \cos \omega_0 t; \quad (18.73)$$

dat fiind că reactanța capacitorului C este practic zero la frecvența ω_0 se poate considera că tensiunea la bornele diodei este egală cu tensiunea de intrare

$$v_a \simeq v_{in} = V(t) \cos \omega_0 t. \quad (18.74)$$

Introducînd (18.74) în (18.72), curentul prin diodă capătă expresia

$$i = (a_2/2) V^2(t) + a_1 V(t) \cos \omega_0 t + (a_2/2) V^2(t) \cos 2\omega_0 t; \quad (18.75)$$

deci curentul prin diodă conține o componentă de frecvență joasă $(a_2/2) V^2(t)$ și două componente de înaltă frecvență, avind frecvențele ω_0 , respectiv $2\omega_0$. Componentele de înaltă frecvență nu dau căderi de tensiune pe sarcina detectorului, deoarece $1/\omega_0 C = 0$. Componenta de joasă frecvență marcată prin curba îngroșată din figura 18.24, c dă naștere unei căderi de tensiune pe sarcina detectorului

$$v_{ies}(t) \simeq (a_2/2) V^2(t) R, \quad (18.76)$$

care conține semnalul util. Trebuie observat că curba îngroșată din figura 18.24, c reprezintă valoarea medie a semnalului detectat, din această cauză detectorul pătratic se mai numește *detector de valoare medie*. Înlocuind pe $V(t)$ cu expresia sa

$$V(t) = V_0(1 + m_a \cos \omega_s t), \quad (18.77)$$

tensiunea de ieșire devine

$$v_{ies}(t) \simeq (a_2/2) R V_0^2 (1 + m_a^2/2) + a_2 R m_a V_0^2 \cos \omega_s t + (a_2/4) R m_a^2 V_0^2 \cos 2\omega_s t. \quad (18.78)$$

Prin urmare, atunci cînd la intrarea detectorului pătratic cu diodă (fig. 18.24, a) se aplică un semnal MA modulat cu un semnal de modulație de o singură frecvență ω_s , la ieșirea sa se obține atît componenta de frecvență ω_s , cît și o componentă de frecvență $2\omega_s$ (armonica a doua). Componenta continuă se separă cu ajutorul unui capacitor conectat în serie după filtrul de joasă frecvență. Considerații cu privire la alegerea elementelor RC sînt date mai jos.

XVIII.5.2. Detecția liniară (cvasiliniară)

Se demonstrează teoretic și experimental că distorsiunile neliniare sînt micșorate în mod substanțial dacă se utilizează *detectorul liniar*. Schema de principiu a detectorului liniar este la fel cu cea a detectorului pătratic (fig. 18.24, a); se schimbă doar regimul de funcționare a diodei. Dacă semnalul de intrare are valori relativ mari (0,5 — 1,5 V), atunci porțiunea de lucru a caracteristicii diodei poate fi aproximată cu suficientă precizie pentru practică prin două segmente liniare (fig. 18.25, a): rezistența inversă este infinit mare și curentul este zero la tensiuni inverse, iar rezistența directă are o valoare constantă.

Urmărim funcționarea detectorului liniar cînd la intrarea sa se aplică un semnal de înaltă frecvență nemodulat

$$v_{in}(t) = V_0 \cos \omega_0 t. \quad (18.79)$$

Reactanța capacitorului C este foarte mică la frecvența ω_0 , deci se poate considera că întreaga tensiune de înaltă frecvență este aplicată pe diodă

$$v_d = v_{in} = V_0 \cos \omega_0 t. \quad (18.80)$$

În acest caz, curentul prin diodă reprezintă o succesiune de impulsuri de amplitudine I_m (constantă) avînd unghiul de tăiere θ (fig. 18.25, b). Acest curent poate fi descompus în serie Fourier

$$i = \alpha_0 I_m + \alpha_1 I_m \cos \omega_0 t + \alpha_2 I_m \cos 2\omega_0 t + \dots \quad (18.81)$$

unde $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \dots$ sînt coeficienți ce caracterizează componenta continuă, armonica întii, a doua etc.; variația acestor coeficienți în funcție de unghiul

de tăiere este arătată în figura 18.26. Toate armonicele curentului prin diodă, începînd cu prima, nu vor da naștere la căderi de tensiuni pe rezistorul R , deoarece acesta este șuntat de capacitorul C . Tensiunea de ieșire va fi egală cu căderea de tensiune dată de componenta continuă

$$v_{ies} = \alpha_0 I_m R; \quad (18.82)$$

această tensiune servește la polarizarea diodei, deci la fixarea punctului de funcționare static (inital).

Amplitudinea impulsurilor de curent I_m poate fi exprimată în funcție de rezistența directă a diodei

$$I_m = (V_0 - v_{ies})/r_d, \quad (18.83)$$

deci tensiunea de ieșire este

$$v_{ies} = \frac{\alpha_0 R V_0}{r_d} \left(1 - \frac{v_{ies}}{V_0}\right). \quad (18.84)$$

Din figura 18.25, a se observă că

$$v_{ies} = V_0 \cos \theta, \quad (18.85)$$

iar (18.84) devine

$$v_{ies} = (\alpha_0 R/r_d) V_0 (1 - \cos \theta), \quad (18.86)$$

prin urmare, tensiunea la ieșirea detectorului liniar este direct proporțională cu amplitudinea tensiunii de intrare, bineînțeles dacă $\cos \theta$ este o constantă. Se poate arăta că $\cos \theta$ este o mărime constantă și valoarea sa depinde de elementele schemei; într-adevăr, notînd $v_{ies}/V_0 = \cos \theta$, din (18.84) rezultă

$$\cos \theta = \frac{\alpha_0 R/r_d}{1 + \alpha_0 R/r_d}. \quad (18.87)$$

Avînd în vedere că α_0 este o funcție de θ (fig. 18.26), din ultima relație se poate determina valoarea lui θ .

Considerăm acum că la intrarea detectorului liniar se aplică un semnal modulat în amplitudine

$$v_{in}(t) = V(t) \cos \omega_0 t, \quad V(t) = V_0(1 + m_a \cos \omega_s t); \quad (18.88)$$

diagramele tensiunilor și curenților pentru acest caz sînt reprezentate în figura 18.27, a, b. Toate relațiile analitice deduse mai sus rămîn valabile și în acest caz, înlocuind numai pe V_0 cu $V(t)$; astfel tensiunea de ieșire are expresia

$$v_{ies}(t) = V(t) \cos \theta. \quad (18.89)$$

Unghiul de tăiere θ rămîne constant, fiind determinat de elementele schemei (18.87). Ultima relație permite formularea unei concluzii importante: tensiunea la ieșirea detectorului liniar este direct proporțională cu amplitudinea semnalului

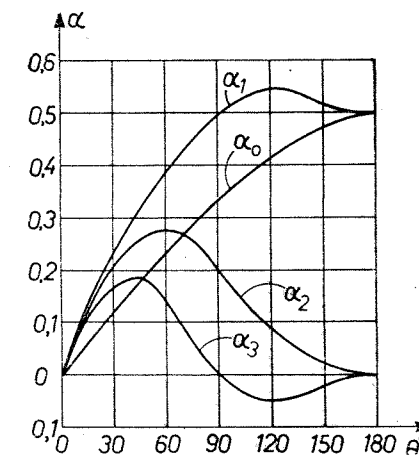


Fig. 18.26. Variația coeficienților armonici în funcție de unghiul de tăiere.

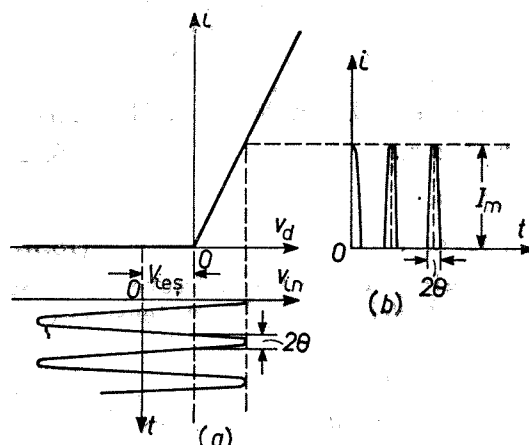


Fig. 18.25. Detectorul liniar: a - caracteristică statică; b - forma curentului prin diodă.

impulsuri de amplitudine I_m (constantă) avînd unghiul de tăiere θ (fig. 18.25, b). Acest curent poate fi descompus în serie Fourier

lui MA de intrare. Tocmai în acest sens, detectorul care funcționează cu semnale mari de intrare se numește *detector liniar*, deși el efectuează o transformare neliniară a semnalului; unii autori preferă denumirea de detector cvasiliniar.

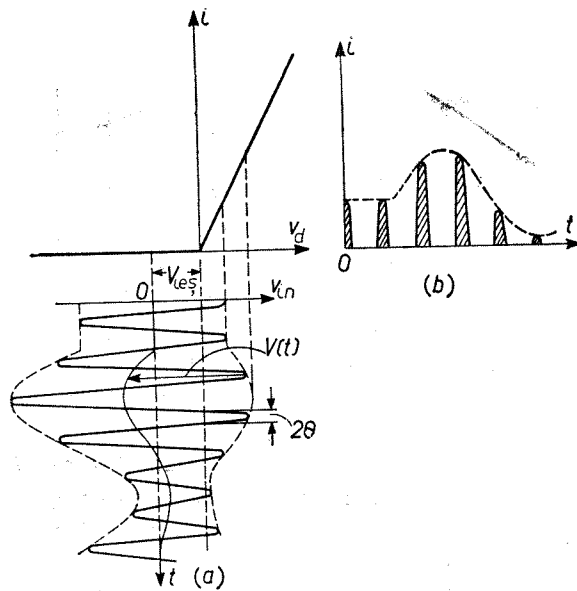


Fig. 18.27. Diagrame de funcționare a detectorului liniar.

XVIII.5.3. Alegerea elementelor filtrului. Caracteristici de detecție

Ne oprim mai în detaliu asupra proceselor fizice din detectorul liniar. Forma curentului care circulă prin diodă este cea arătată în figura 18.27 b,

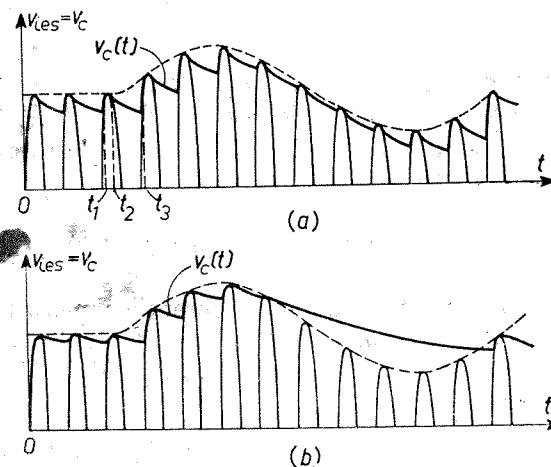


Fig. 18.28. Grafice ilustrând condițiile de alegere a elementelor filtrului.

pe care o redesenăm mărit în figura 18.28, a; în general, $\theta \leq \pi/2$. Pentru a găsi forma reală a tensiunii de ieșire trebuie să urmărim procesele de încărcare și descărcare a capacitorului C , deoarece $v_{ies}(t) = v_c(t)$. Procesele

decurg similar ca la redresorul monoalternanță cu filtru capacitiv (vezi cap. XI). Dioda conduce în intervalul $t_1 - t_2$ când tensiunea de intrare este mai mare decât tensiunea de pe capacitor; în acest interval, capacitorul se încarcă și, neglijând rezistența directă a diodei, se poate scrie

$$v_{ies}(t) = v_c(t) = v_{in}(t). \quad (18.90)$$

Procesele sînt identice în intervalele cuprinse între $t_1 + 2n\pi$ și $t_2 + 2n\pi$. În intervalul $t_2 - t_3$, tensiunea de intrare este mai mică decât $v_c(t)$, astfel tensiunea aplicată pe diodă $v_d = v_{in} - v_c$ devine negativă; dioda este polarizată invers, rezistența sa este infinit mare și capacitorul C se descarcă lent pe rezistorul R . Tensiunea la bornele capacitorului descrește după o lege exponențială

$$v_{ies}(t) = v_c(t) = v_{c2} e^{-t/\tau}, \quad (18.91)$$

unde v_{c2} este tensiunea în momentul $t = t_2$, iar $\tau = RC$ este constanta de timp a filtrului. Procesele sînt identice pentru intervalele $t_2 + 2n\pi$ și $t_3 + 2n\pi$; astfel semnalul de ieșire este reprezentat prin curba perlată, desenată îngroșat.

Spre deosebire de redresorul monoalternanță unde se impunea o constantă de timp foarte mare pentru filtrul capacitiv, în cazul detectorului liniar este necesar să se aleagă o valoare optimă pentru constanta de timp a filtrului, astfel încît tensiunea de ieșire (curba perlată) să fie cît mai apropiată de anvelopă (curba punctată). Această cerință este satisfăcută dacă frecvența purtătoarei este mult mai mare decât frecvența maximă a semnalului de modulație ($\omega_0 \gg \omega_{s,max}$). În primul rînd, pentru o bună filtrare a purtătoarei se ia

$$R \gg 1/\omega_0 C, \quad \tau = RC \gg 1/\omega_0; \quad (18.92)$$

în acest caz, descărcarea capacitorului între două alternanțe a purtătoarei este neglijabilă. Pe de altă parte, τ nu poate fi luat oricît de mare întrucît se ajunge la situația cînd $v_c(t)$ nu mai urmărește variațiile (descreșterile) semnalului de modulație (anvelopei), introducîndu-se distorsiuni (fig. 18.28, b); această situație se evită dacă se ia

$$R \ll 1/\omega_{s,max} C, \quad \tau \ll 1/\omega_{s,max} \quad (18.93)$$

În practică, s-au dovedit suficiente valorile ($f_0 = \omega_0/2\pi$, $f_{s,max} = \omega_{s,max}/2\pi$)

$$5/f_0 \ll \tau \ll 0,05/f_{s,max}; \quad (18.94)$$

de obicei, se fixează valoarea lui R din condiții de bilanț energetic și distorsiuni neliniare, apoi în baza relației (18.94) se găsește valoarea optimă a capacitorului.

Adesea, detectorul liniar este numit *detector de anvelopă*, deoarece semnalul detectat repetă anvelopa de modulație (fig. 18.28, b).

La ieșirea detectorului este prezentă și o componentă continuă care poate modifica polarizarea etajelor în aval; se evită acest lucru prin conectarea unui capacitor de cuplaj (fig. 18.29, a). În acest caz, sarcina efectivă a detectorului este formată din elementele R , C_c și R_s , iar dreapta de sarcină

pentru regimul alternativ diferă de cea corespunzătoare regimului continuu (lent variabil în timp).

Pentru analiza detectorului din figura 18.29, *a* este necesar să se traseze caracteristicile de detecție ale diodei. Caracteristicile de detecție se trasează cu ajutorul schemei din figura 18.24, *a* considerată ca detector liniar, la intrarea căreia se aplică purtătoarea (semnalul de înaltă frecvență nemodulat)

de amplitudine V_m . O familie tipică de caracteristici de detecție este reprezentată în figura 18.29, *b*. Expresia analitică a acestei familii este

$$i_D = f(v_D) \Big|_{V_m = \text{const.}} \quad (18.95)$$

unde i_D și v_D reprezintă curentul, respectiv tensiunea detectată (componentele continue); se presupune că valoarea capacității C este suficient de mare, astfel încît este satisfăcută inegalitatea (18.92).

În figura 18.29, *b* sînt reprezentate, de asemenea, cîteva drepte de sarcină în regim continuu și o dreap-

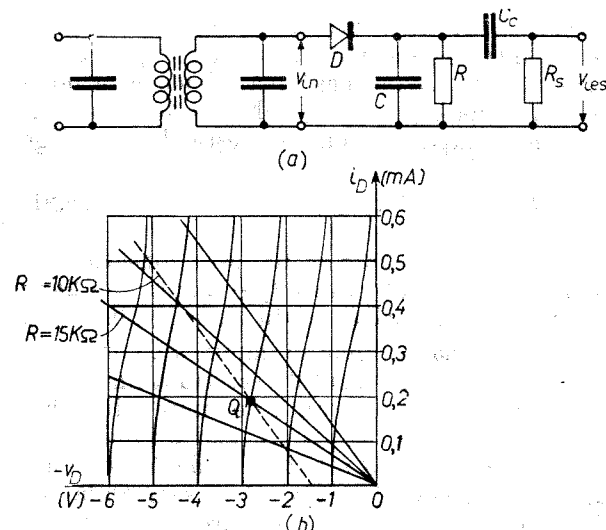


Fig. 18.29. *a*—Cuplarea sarcinii la ieșirea detectorului MA printr-un capacitor; *b*—caracteristica de detecție.

tă de sarcină în regim alternativ (cînd purtătoarea este modulată).

Referindu-ne la schema din figura 18.29, *a*, se observă că panta dreptei de sarcină în regim continuu este $\alpha_0 = -\arctg(1/R)$, iar panta dreptei de sarcină în regim alternativ este $\alpha_1 = -\arctg(1/R_{ac})$ unde $R_{ac} = R \parallel R_s$ (s-a presupus că reactanța capacității C este zero pentru întreaga gamă de frecvențe cuprinsă între $\omega_{s, \min}$ și $\omega_{s, \max}$). Punctul de funcționare static al diodei se fixează cînd purtătoarea este nemodulată. Luînd de exemplu $R = 15 \text{ k}\Omega$ și amplitudinea purtătoarei de 3 V, punctul de funcționare static se fixează în *Q*. Dacă $R_s = 30 \text{ k}\Omega$, se obține $R_{ac} = 10 \text{ k}\Omega$, iar dreapta de sarcină în regim alternativ este desenată cu linie întreruptă; dacă la intrare se aplică un semnal modulat, punctul de funcționare instantaneu se va deplasa pe această dreaptă. Valoarea tensiunii de ieșire se obține prin intersecția dreptei de sarcină în regim alternativ cu caracteristicile de detecție. Se observă că pentru amplitudini ale semnalului MA de intrare mai mici de 1,5 V, tensiunea de ieșire este zero, prin urmare apar distorsiuni. Rezultă că gradul de modulație m_a nu trebuie să depășească o anumită valoare maximă determinată de raportul

$$m_a = R_{ac}/R; \quad (18.96)$$

desigur, dacă m_a este aproximativ 1, atunci rezultă o detecție fără distorsiuni luînd $R_s \gg R$.

XVIII.5.4. Alte tipuri de detectori MA

a) Schemă cu detecție pe drenă (fig. 18.30, *a*). Semnalul MA se aplică pe poarta tranzistorului prin intermediul circuitului oscilant; avînd în vedere că de regulă tranzistorul funcționează în clasa *B* (uneori *C*), poarta este polarizată cu ajutorul unei surse separate. Elementul neliniar care efectuează detecția este tranzistorul, iar filtrul de joasă frecvență este constituit din rezistorul R_a și capacitorul C_a .

În funcție de poziția punctului de funcționare pe caracteristica dinamică de transfer și de amplitudinea semnalului de intrare, schema poate funcționa fie ca detector pătratic, fie ca detector liniar. Dacă punctul de funcționare se fixează pe cotul inferior al caracteristicii și amplitudinea semnalului este mică, se obține o detecție pătratică; dacă amplitudinea semnalului de intrare este relativ mare, se obține o detecție liniară (fig. 18.30, *b*, *c*). Pe lîngă procesul de detecție are loc și amplificarea semnalelor. Componentele de înaltă frecvență sînt scurtcircuitate de către C_a . În locul tranzistorului TECMOS pot fi folosiți tranzistori TECJ, tuburi electronice și tranzistori bipolari.

b) Schemă cu detecție pe poartă (fig. 18.31, *a*). Semnalul MA se aplică pe poartă, în circuitul căreia se conectează și grupul R_g, C_g . Elementul neliniar care efectuează detecția este constituit din dioda poartă-sursă, iar grupul R_g, C_g joacă rol de filtru. Făcînd abstracție de influența circuitului de drenă, se observă că circuitul de poartă constituie un detector cu diodă. Constanta de timp $\tau = R_g C_g$ se alege astfel încît tensiunea care se obține la bornele grupului $R_g C_g$ să urmărească anvelopa de modulație, adică să reprezinte semnalul de modulație; această tensiune fiind aplicată între poartă și sursă este amplificată de către tranzistor și se culege în circuitul de drenă la bornele rezistorului R_a . Avînd în vedere că la intrarea tranzistorului se aplică și semnalul de înaltă frecvență, în circuitul de drenă se conectează capacitorul C_a care șuntează aceste componente; atît $\tau_a = R_a C_a$, cît și τ_g se aleg conform inegalităților (18.94).

Urmărind diagramele de funcționare a detectorului pe poartă (fig. 18.31, *b*, *c*), se observă că acest detector dublează amplitudinea anvelopei de modulație în circuitul de poartă; într-adevăr, tensiunea de intrare are tot timpul sursa dreptă referință și în raport cu ea, amplitudinea semnalului de modulație se dublează. În funcție de amplitudinea semnalului de intrare, detectorul pe poartă poate efectua fie o detecție pătratică (semnale mici), fie una liniară (semnale mari). Trebuie subliniată o particularitate a detectorului pe poartă: schema nu poate fi echipată cu tranzistori TECMOS, deoarece nu există drum pentru componenta continuă care să încarce capacitorul C_g ; se pot utiliza tuburi electronice și tranzistori bipolari.

c) Schemă cu detecție pe sursă (fig. 18.32, *a*). Semnalul MA se aplică pe poartă, iar rezistorul R_s și capacitorul C_s care formează filtrul de joasă frecvență este conectat în circuitul sursei. Detecția se efectuează de către dioda poartă-sursă, iar tensiunea de joasă frecvență care ia naștere la bornele grupului $R_s C_s$ constituie în același timp o tensiune de polarizare a porții. Din acest punct de vedere, detectorul pe sursă este analog cu detectorul pe poartă. Totuși, aici apare o trăsătură deosebită, anume, în schemă este prezentă o reacție negativă totală ($\beta = -1$), deoarece întreaga tensiune de ieșire se aplică din nou la intrare. Datorită RN, detectorul pe sursă are o serie de avantaje: impedanță de intrare mare, impedanță de ieșire mică și caracteristici de

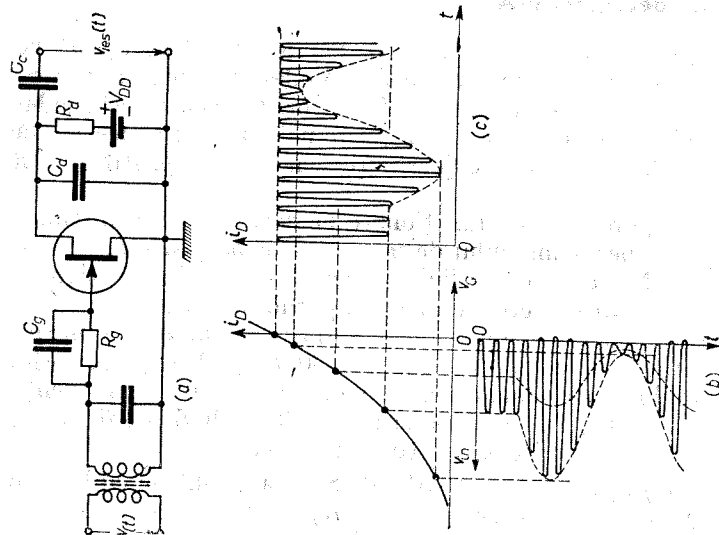


Fig. 18.31. a - Schemă cu detecție pe poartă; b și c - diagrame de funcționare.

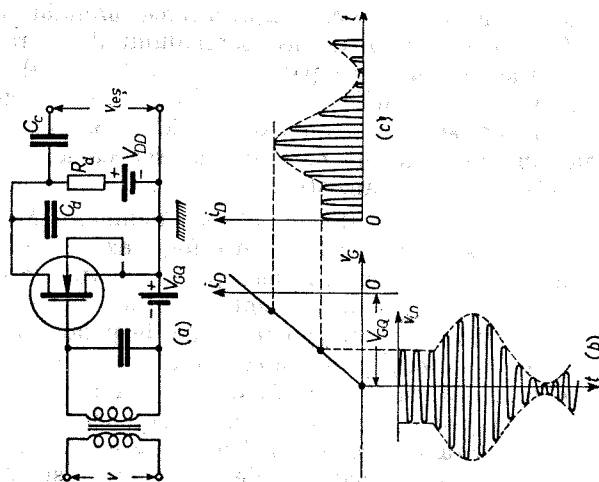


Fig. 18.30. a - Schemă cu detecție pe drenă; b și c - diagrame de funcționare.

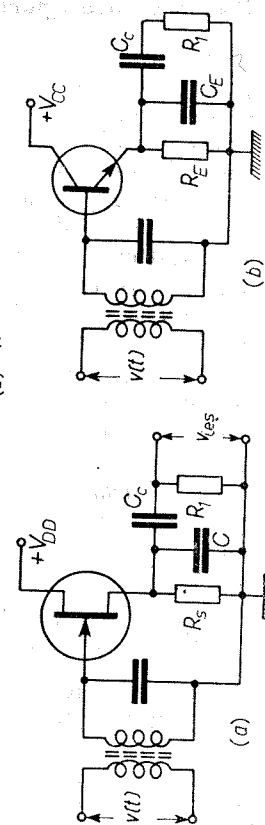


Fig. 18.32. a - Schemă cu detecție pe sursă; b - schemă cu detecție pe emitor

detecție liniară. Chiar în cazul semnalelor MA foarte mici se obține o detecție fără distorsiuni; ca urmare a acestor proprietăți, detectorul pe sursă se utilizează în montaje speciale de performanțe ridicate. În figura 18.32, b este arătată schema unui detector pe emitor; în mod similar se realizează și detectorul catodic.

XVIII.6. DETECȚIA SEMNALELOR MODULATE ÎN FRECVENȚĂ

XVIII.6.1. Discriminatorul Foster-Seely

Metoda generală care se utilizează pentru detecția semnalelor MF este aceea de a converti mai întâi modulația de frecvență în modulație de amplitudine; urmează apoi detecția semnalelor MA prin metodele expuse în paragraful precedent. Circuitul utilizat pentru convertirea modulației de frecvență în modulație de amplitudine se numește *discriminator*. Având în vedere că amplitudinea semnalelor MF trebuie să rămână riguros constantă, este necesar ca înainte de a ajunge la discriminator, semnalele să fie trecute printr-un etaj *limitator*.

Cel mai simplu discriminator este constituit dintr-un circuit oscilant paralel care este acordat pe o frecvență ce diferă puțin de frecvența purtătoare. Detectorul care utilizează un astfel de circuit discriminator se numește *detector de pantă*. Expunem în mod simplificat funcționarea acestui detector. Presupunem că circuitul oscilant este acordat pe frecvența ω_{01} , mai mică decât frecvența ω_0 a purtătoarei (fig. 18.33, a) și că banda sa de trecere este suficient de largă. Când pe circuit se aplică semnalul de înaltă frecvență nemodulat, punctul de funcționare este fixat în Q, iar la ieșire se obține un semnal de amplitudine constantă (fig. 18.33, b). Dacă semnalul aplicat este modulat în frecvență, punctul de funcționare evoluează între punctele 1 și 2, astfel la ieșire se obține un semnal de amplitudine variabilă, adică semnalul MF a fost convertit într-un semnal MA; anvelopa acestui semnal reprezintă semnalul de modulație. Urmează un proces de detecție MA obișnuit. Detectorul de pantă are câteva neajunsuri importante: 1) panta curbei de rezonanță a circuitului oscilant nu rămâne constantă, prin urmare detecția este însoțită de distorsiuni; 2) detectorul este sensibil la variații ale amplitudinii semnalului MF, deci se impune o foarte bună limitare a oscilațiilor MF.

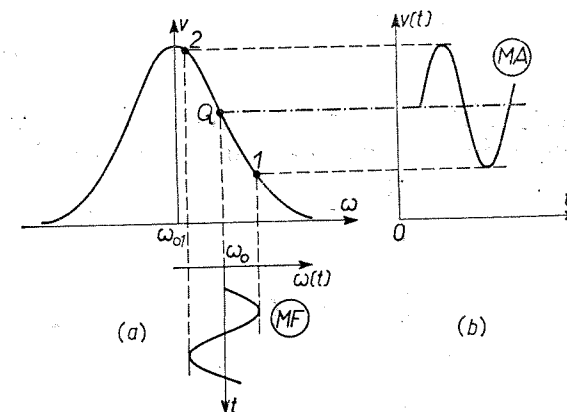


Fig. 18.33. Detectorul de pantă (MF): a - curba de rezonanță a circuitului oscilant; b - semnalul de ieșire.

O largă răspindire a căpătat *discriminatorul Foster-Seely* (fig. 18.34) care constă din două circuite oscilante cuplate inductiv, două diode și două celule de filtraj. Circuitele oscilante $L_p C_p$ și $L_s C_s$ sunt acordate pe frecvența purtătoare ω_0 ; bobina L_s a circuitului secundar are o priză mediană. Funcționarea discriminatorului în ansamblu

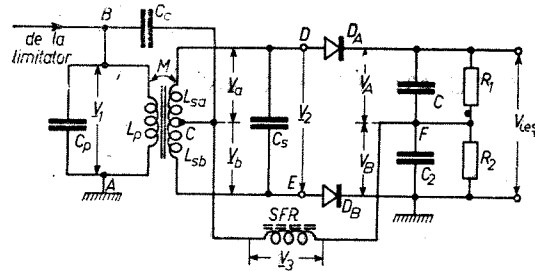


Fig. 18.34. Discriminatorul Foster-Seely.

Circuitul secundar este acordat la rezonanță, prin urmare el prezintă o rezistență ohmică, iar tensiunea $V_2 = V_{DE}$ și curentul I_2 sunt în fază; căderile de tensiune pe înfășurările L_{sa} și L_{sb} sunt defazate în urmă, respectiv, înainte cu $\pi/2$ (fig. 18.35, a). Tensiunile V_1 și V_2 sunt defazate între ele cu π . Tensiunile totale care acționează la bornele diodelor se pot determina cu ajutorul diagramei fazoriale din figura 18.35, b, unde s-a luat V_1 ca origine de fază. În presupunerile făcute de noi se consideră confundate punctele B cu C și A cu F, deci tensiunile aplicate pe diodele D_A și D_B sunt

$$V_{DF} = V_1 + V_a, \quad (18.97)$$

$$V_{EF} = V_1 + V_b \quad (18.98)$$

(V_a și V_b sunt defazate între ele cu π). Atunci când frecvența semnalului de intrare este ω_0 , modulii tensiunilor V_{DF} și V_{EF} sunt egali. Tensiunile

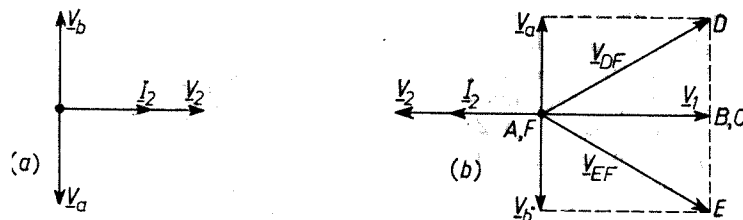


Fig. 18.35. Diagramele fazoriale ale discriminatorului Foster-Seely pentru $\omega = \omega_0$.

V_A și V_B obținute la bornele sarcinii fiecărei diode reprezintă semnalul detectat; presupunând schema perfect simetrică, inclusiv celulele de filtraj, se poate scrie

$$V_A = kV_{DF}, \quad V_B = kV_{EF}. \quad (18.99)$$

Semnalul de ieșire reprezintă diferența dintre V_A și V_B , prin urmare, atunci când frecvența semnalului de intrare este ω_0 , avem

$$V_{ies} = V_A - V_B = k(V_{DF} - V_{EF}) = 0. \quad (18.100)$$

Considerăm acum că frecvența semnalului de intrare variază, fără a ieși din banda de trecere a circuitelor oscilante. Datorită limitatorului, tensiunile V_1 , V_a și V_b rămân neschimbate în modul, însă defazajele dintre ele variază.

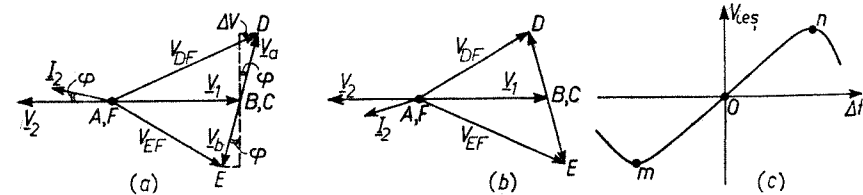


Fig. 18.36. Funcționarea discriminatorului Foster-Seely: a - diagramă fazorială pentru $\omega > \omega_0$; b - diagramă fazorială pentru $\omega < \omega_0$; c - dependența dintre tensiunea de ieșire și deviația de frecvență.

De exemplu, pentru o frecvență $\omega > \omega_0$ se obține diagrama fazorială din figura 18.36, a, unde $V_{DF} > V_{EF}$; pentru o frecvență $\omega < \omega_0$ se obține diagrama fazorială din figura 18.36, b, unde $V_{DF} < V_{EF}$. Referindu-ne la figura 18.36, a, se observă că în cazul defazajelor mici, variația în modul a unei tensiuni are expresia

$$\Delta V \simeq V_a \sin \varphi \simeq V_a \operatorname{tg} \varphi, \quad (18.101)$$

unde

$$\operatorname{tg} \varphi = 2Q \Delta f / f_0, \quad (18.102)$$

iar Δf reprezintă deviația de frecvență. Tensiunea la ieșirea detectorului este

$$V_{ies} = V_A - V_B = k(V_{DF} - V_{EF}) = 2k \Delta V = (4QV_a/f_0) \Delta f = k_d \Delta f; \quad (18.103)$$

prin urmare, tensiunea de ieșire este proporțională cu deviația de frecvență. Proporționalitatea dintre V_{ies} și Δf se păstrează numai pentru deviații mici de frecvență (fig. 18.36, c), între punctele m și n de pe figură. Pentru deviații mai mari, proporționalitatea nu se mai păstrează, deoarece tensiunile V_1 și V_2 se micșorează ca urmare a dezacordurilor prea mari. Curba din figura 18.36, c poartă denumirea de caracteristică a discriminatorului Foster-Seely; porțiunea de lucru este cuprinsă între punctele m și n.

XVIII.6.2. Detectorul de raport

Acest tip de detector a căpătat o foarte largă răspindire în instalațiile cu modulație de frecvență, deoarece posedă două avantaje importante: 1) este stabil la variațiile de amplitudine ale semnalului MF, deci nu impune condiții stricte limitatorului care-l precede și 2) este foarte stabil la diferite semnale parazite. Totuși distorsiunile neliniare sînt mai mari decît la discriminatorul Foster-Seely.

[illegible]

și V_B date de cele două diode se adună, astfel tensiunea la bornele lui C_0 rămâne tot timpul constantă

deoarece creșterea lui V_A este compensată de scăderea lui V_B și viceversa. Rezistorii R_2 sînt egali, prin urmare tensiunea de ieșire culeasă între punctele F și G este

Comparînd ultima relație cu (18.103), se observă că tensiunea de ieșire la detectorul de raport este aproximativ de două ori mai mică decît la detectorul Foster-Seely.

$$V_{ies} = \frac{V_A - V_B}{2} = \frac{1}{2} \left(V_0 - \frac{2V_0}{1 + V_{DE}/V_{EF}} \right). \quad (18.106)$$

În practică există mai multe variante de scheme ale detectorilor de raport, care se utilizează mai ales în receptoarele de televiziune.

Există sisteme de transmisie a informației în care purtătoarea constă dintr-o succesiune de impulsuri avînd amplitudinea, durata și perioada constante. Semnalul care reprezintă mesajul modulează această succesiune de

Dintre sistemele analogice cele mai răspândite sînt: modulația de impulsuri în amplitudine (MIA), modulația de impulsuri în durată (MID), modulația

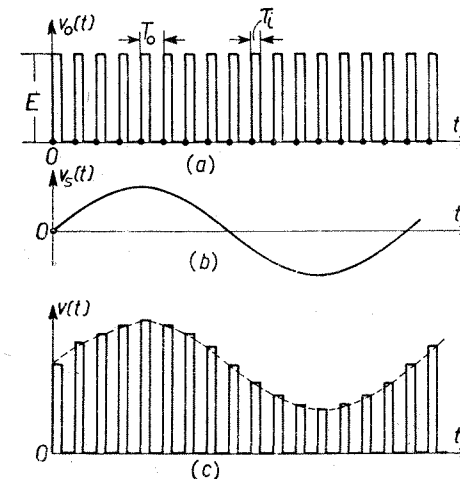


Fig. 18.38. Diagrame pentru ilustrarea modulației de impulsuri în amplitudine (MIA).

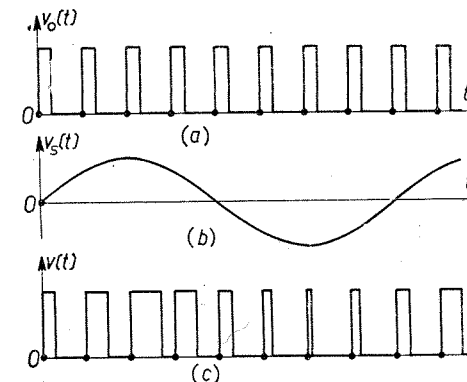


Fig. 18.39. Diagrame pentru ilustrarea modulației de impulsuri în durată (MID).

Principiul MIA este arătat în figura 18.38. Înainte de a acționa semnalul de modulație, impulsurile inițiale au amplitudinea E , durata τ_i și perioada T_0 (fig. 18.38, *a*), unde în general $\tau_i \ll T_0$; pe figură sînt marcate *punctele de tact*. Dacă semnalul de modulație este de formă sinusoidală (fig. 18.38, *b*), rezultă un semnal modulat ca în figura 18.38, *c*. MIA se utilizează în special la transmisiile telegrafice în *sistemul multiplex*, adică transmiterea concomitentă a mai multor mesaje pe același canal.

Principiul MID este arătat în figura 18.39, *a, b, c*; durata impulsurilor variază după o lege impusă de semnalul de modulație.

Principiul MIF este arătat în figura 18.40, *a*, *b*, *c*; în acest caz, frecvența impulsurilor variază în funcție de amplitudinea semnalului de modulație.

În radiocomunicațiile profesionale și militare se folosește așa-zisa modulație a impulsurilor de radiofrecvență, adică a impulsurilor „umplute” cu semnale

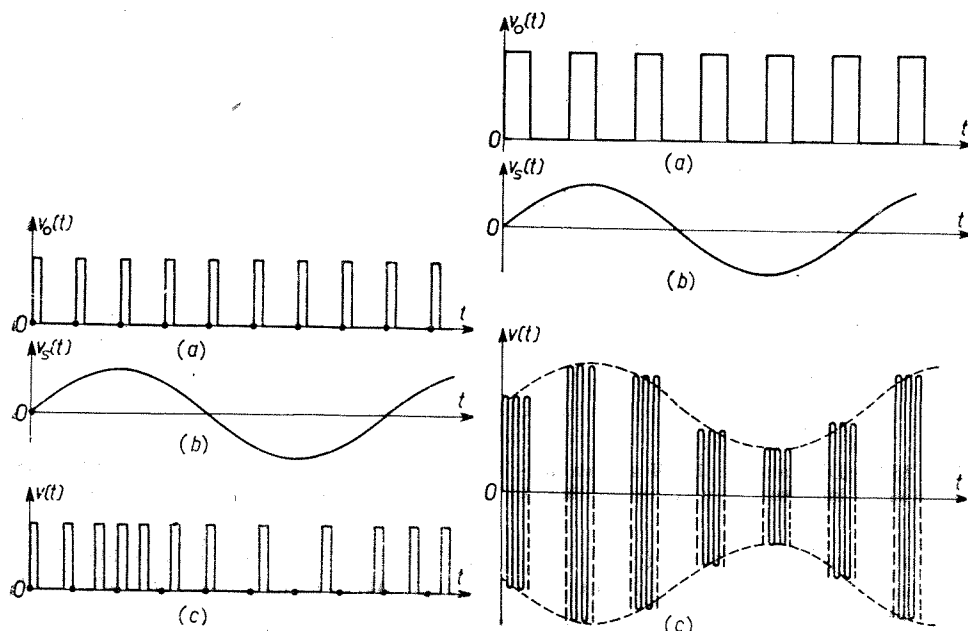


Fig. 18.40. Diagrame pentru ilustrarea modulației de impulsuri în frecvență (MIF).

de înaltă frecvență (în fapt, pachete de sinusoide). Principiul MIA care folosește impulsuri de radiofrecvență este arătat în figura 18.41; în mod similar pot fi realizate și celelalte tipuri de modulație de impulsuri. Folosirea modulației impulsurilor de radiofrecvență prezintă două avantaje importante: 1) stabilitate deosebită la diferite tipuri de zgomote (semnale parazite) și 2) creșterea esențială a puterii de impuls în condițiile unei puteri medii P_0 nu prea mari; într-adevăr, puterea de impuls este

$$P_i = P_0 T_0 / \tau_i, \quad (18.107)$$

unde raportul T_0 / τ_i are valori cuprinse între $100 \div 2500$.

În cazul MIC, semnalul de modulație este mai întâi eșantionat prin alegerea valorilor pe care le ia la intervale egale de timp; fiecărei valori facem să-i corespundă un număr întreg (prin rotunjire), exprimat de obicei în binar, iar pentru fiecare număr binar se transmite o succesiune bine determinată de impulsuri.

BIBLIOGRAFIE, CAP. XI—XVIII

1. P. E. Gray, C. L. Searle. *Bazele electronicii moderne*. Vol. I și II (traducere din l. engleză), Editura tehnică, București, 1973.
2. R. Stere, I. Ristea, M. Bodea. *Tranzistoare cu efect de cimp*. Editura tehnică, București, 1972.
3. R. Stere, A. Vătășescu, H. Sinnreich, Șt. Gavăt, R. Piringer. *Circuits à semiconducteurs dans l'industrie*. Vol. II, Masson et Cie -Editura tehnică, Paris-București, 1972.
4. T. Tănăsescu (coordonator). *Circuite cu tranzistoare*. Editura tehnică, București, 1962.
5. M. Săvescu și colab. *Circuite electronice*. Vol. I, II, III, Editura tehnică, București, 1967, 1969, 1974.
6. F. Milsant. *Cours d'électronique*. Tome III, Eyrolles, Paris, 1967.
7. P. M. Chirlian. *Electronic Circuits*. Mc Graw-Hill, N. Y., 1971.
8. E. N. Lurch. *Fundamentals of Electronics*. John Wiley and Sons, N. Y., 1971.
9. C. L. Alley, K. W. Atwood. *Semiconductor Devices and Circuits*. John Wiley and Sons, N. Y., 1971.
10. M. S. Ghausi. *Principles and Design of Linear Active Circuits*. Mc Graw-Hill, N. Y., 1965.
11. F. E. Terman. *Electronic and Radio Engineering*. Mc Graw-Hill, N. Y., 1955.
12. I. P. Stepanenko. *Osnovi teorii tranzistorov i tranzistornih shem*. Gosenergoizdat, Moskva, 1963.
13. A. Petitcherc. *Théorie et pratique des circuits à transistors*. Dunod, Paris, 1966.
14. D. D. Sandu. *Electronica fizică*. Editura Academiei RSR, București, 1973.
15. S. Seely. *Radio Electronics*. Mc Graw-Hill, N. Y., 1956.
16. J. P. Oehmichen. *Emploi rationnel de circuits intégrés*. Editions Radio, Paris, 1971.
17. J. P. Oehmichen. *Transistors à effet de champ*. Editions Radio, Paris, 1969.
18. R. F. Shea. *Amplifier Handbook*. Mc Graw-Hill, N. Y., 1966.
19. R. Stere. *Aparate electronice de măsurare și control*. Editura didactică și pedagogică, București, 1968.
20. E. J. Angelo, Jr. *Electronics: BJTs, FETs and Microcircuits*. Mc Graw-Hill, N. Y., 1969.
21. C. D. Todd. *Junction Field-Effect Transistors*. John Wiley and Sons, N. Y., 1968.
22. V. G. Kriksunov. *Nizkocastotnie usiliteli*. Gosud. Izdat., Kiev, 1961.
23. A. A. Feldbaum și colab. *Teoreticheskie osnovi sviazi i upravleniia*. Gosud. Izdat. Fiz.-Mat. Lit., Moskva, 1963.
24. J. Millman, H. Taub. *Pulse, Digital and Switching Waveforms*. Mc Graw-Hill-Kogakusha, N. Y., Tokyo, 1965.
25. L. Sebastian. *Automatica*. Editura didactică și pedagogică, București, 1973.
26. E. Damachi, Th. Dănilă. *Amplificatoare și detectoare de videofrecvență*. Editura tehnică, București, 1969.
27. B. P. Aseev. *Osnovi radiotekhniki*. Sviaizdat, Moskva, 1947.
28. Gh. Cartianu. *Analiza și sinteza circuitelor electrice*. Editura didactică și pedagogică, București, 1972.
29. L. M. Goldenberg. *Teoriia i rasciot impulsnih ustroistv na poluprovodnikovih priborah*. Izdat. Sviazi, Moskva, 1969.
30. V. N. Iakovlev. *Spravochnik po impulsnoi tehnike*. Izdat. Tehnika, Kiev, 1972.

A N E X A I

TRANSFORMĂRILE FOURIER ȘI LAPLACE

1. **Serii Fourier sub formă complexă.** Pentru analiza circuitelor electrice în domeniul frecvență se utilizează serii și transformate Fourier. Orice funcție periodică $f(t) = f(t + nT)$ care satisface condițiile Dirichlet în intervalul $(-\pi, +\pi)$ poate fi descompusă în serie Fourier sub formă trigonometrică

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n\omega_0 t + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin n\omega_0 t, \quad (I.1)$$

unde $\omega_0 = 2\pi/T$. Coeficienții A_0 , A_n , B_n au expresiile

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) dt; \quad A_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \cos n\omega_0 t dt; \\ B_n &= \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \sin n\omega_0 t dt. \end{aligned} \quad (I.2)$$

Utilizând formulele lui Euler, relația (I.1) poate fi pusă sub formă complexă

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} [(A_n - j B_n) e^{jn\omega_0 t} + (A_n + j B_n) e^{-jn\omega_0 t}]. \quad (I.3)$$

Din relațiile (I.2) rezultă

$$\begin{aligned} \underline{S}(+n) &= A_n - j B_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{-jn\omega_0 t} dt, \\ \underline{S}(-n) &= A_n + j B_n = \frac{2}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{jn\omega_0 t} dt, \end{aligned} \quad (I.4)$$

deci (I.1) se poate scrie sub forma

$$f(t) = \frac{A_0}{2} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} [\underline{S}(+n) e^{jn\omega_0 t} + \underline{S}(-n) e^{-jn\omega_0 t}] \quad (I.5)$$

sau luând suma între $-\infty$ și $+\infty$

$$f(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \underline{S}(n) e^{jn\omega_0 t}, \quad (I.6)$$

unde $\underline{S}(n)$ este o mărime complexă pentru orice n și se calculează conform primei relații din (I.4).

2. **Integrala și transformarea Fourier.** Atunci când perioada semnalului tinde la infinit, $T \rightarrow \infty$, spunem că semnalul este aperiodic (de tip impulsar). În acest caz, seria Fourier se transformă în integrală Fourier; înlocuind în (I.6) pe $\underline{S}(n)$ cu valoarea sa din (I.4) (prima relație) și ținând seama că $T = 2\pi/\omega_0$, rezultă

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[\int_{-T/2}^{T/2} f(t) e^{-jn\omega_0 t} dt \right] e^{jn\omega_0 t} \omega_0. \quad (I.7)$$

Dacă $T \rightarrow \infty$, au loc relațiile: $n\omega_0 \rightarrow \omega$, $(n+1)\omega_0 - n\omega_0 = \omega_0 \rightarrow d\omega$, iar suma se transformă în integrală și relația (I.7) devine

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \right] e^{j\omega t} d\omega. \quad (I.8)$$

Mărimea complexă

$$\underline{S}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt \quad (I.9)$$

poartă numele de *densitate (funcție) spectrală* (adesea se scrie $S(j\omega)$). Introducând (I.9) în (I.8) rezultă

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \underline{S}(\omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (I.10)$$

Relația (I.9) reprezintă *transformarea Fourier directă*, notindu-se prescurtat

$$\underline{S}(\omega) = \mathcal{F}[f(t)]. \quad (I.11)$$

Relația (I.10) reprezintă *integrala Fourier* și constituie în același timp formula pentru *transformarea Fourier inversă*, notindu-se prescurtat

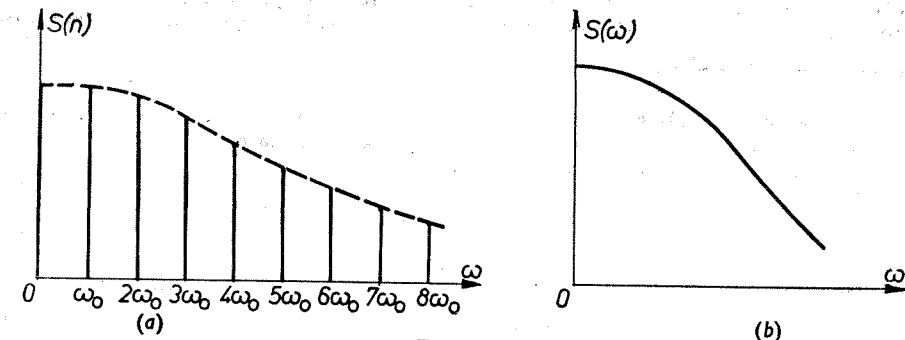


Fig. I.1

$$f(t) = \mathcal{F}^{-1}[\underline{S}(\omega)]. \quad (I.12)$$

Mărimile $\underline{S}(n)$ și $\underline{S}(\omega)$ fiind complexe au un modul și o fază

$$\underline{S}(n) = S(n) e^{j\Phi}, \quad \underline{S}(\omega) = S(\omega) e^{j\psi}. \quad (I.13)$$

Atât $S(n)$, cât și $S(\omega)$ sînt funcții pare de ω , iar fazele Φ și ψ sînt funcții impare de ω . În cazul semnalelor periodice, $S(n)$ reprezintă un spectru discret (fig. I.1, a); în cazul semnalelor impuls, $S(\omega)$ reprezintă un spectru continuu (fig. I.1, b) și totdeauna, $S(\omega) \rightarrow 0$ când $\omega \rightarrow \infty$.

3. **Transformarea Fourier generalizată (complexă).** Din condițiile de existență a transformărilor Fourier, rezultă că $f(t)$ trebuie să fie absolut integrabilă, adică integrala $\int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt$ trebuie să fie uniform convergentă. Pentru verificarea acestor condiții se utilizează criteriul Weierstrass; spunem că ultima integrală converge uniform spre valoarea $F(\omega)$ dacă are loc egalitatea

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt. \quad (I.14)$$

Vom considera acum o transformare Fourier modificată, anume, includem sub semnul integralei din relația (I.9) factorul $e^{-\sigma t}$ (σ real, pozitiv); rezultă

$$F(\sigma, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-\sigma t} e^{-j\omega t} dt. \quad (I.15)$$

Comparînd (I.15) cu (I.9), se observă că $F(\sigma, \omega)$ reprezintă transformata Fourier a funcției originale $f_1(t) = f(t) e^{-\sigma t}$; pentru transformarea Fourier inversă (integrala Fourier) avem relația

$$f(t) e^{-\sigma t} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\sigma, \omega) e^{j\omega t} d\omega. \quad (I.16)$$

Regrupind termenii în ultimele două relații se obține

$$F(\sigma, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-(\sigma + j\omega)t} dt, \quad (I.17)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\sigma, \omega) e^{(\sigma + j\omega)t} d\omega. \quad (I.18)$$

Se observă că de fiecare dată, σ apare împreună cu ω sub forma unui termen combinat, $\sigma + j\omega$. Înlocuind pe $F(\sigma, \omega)$ cu $F(\sigma + j\omega)$, și pe $d\omega$ cu $d(\sigma + j\omega)/j$, se obțin formulele pentru transformările Fourier generalizate

$$F(\sigma + j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-(\sigma + j\omega)t} dt, \quad (I.19)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma - j\infty}^{\sigma + j\infty} F(\sigma + j\omega) e^{(\sigma + j\omega)t} d(\sigma + j\omega). \quad (I.20)$$

Precizăm că $F(\sigma + j\omega)$ este o funcție complexă de variabilă complexă, $\sigma + j\omega$. Transformarea Fourier generalizată directă (I.19) poate exista dacă $\sigma > \sigma_a$, unde σ_a reprezintă abscisa de convergență absolută a integralei $\int_0^{\infty} f(t) dt$.

4. Transformarea Laplace. Notînd $s = \sigma + j\omega$, unde s se numește pulsație complexă, din formulele (I.19) și (I.20) obținem în mod direct transformările Laplace.

Transformarea Laplace directă are expresia

$$F(s) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{st} dt, \quad (I.21)$$

notîndu-se prescurtat

$$F(s) = \mathcal{L}[f(t)], \quad (I.22)$$

unde $F(s)$ se numește funcție imagine sau imaginea funcției original $f(t)$.

Transformarea Laplace inversă are expresia

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma - j\infty}^{\sigma + j\infty} F(s) e^{st} ds, \quad (I.23)$$

notîndu-se prescurtat

$$f(t) = \mathcal{L}^{-1}[F(s)]. \quad (I.24)$$

Calculul integralei (I.23) în scopul găsirii originalului, atunci cînd se cunoaște funcția imagine, constituie o problemă dificilă. Vom da aici o formulă generală pentru calculul transformatei Laplace inverse.

Se știe că, în general, $f(s) = F(s) e^{-st}$ este dată sub formă de fracții algebrice raționale, $f(s) = P(s)/Q(s)$, în care gradul polinomului $Q(s)$ este mai mare decît al lui $P(s)$. Rădăcinile polinomului $Q(s)$ constituie polii funcției $f(s)$, iar rădăcinile polinomului $P(s)$ constituie zerourile funcției $f(s)$. Polul este un punct special izolat din planul complex, unde $f(s)$ încetează de a mai fi analitică.

În cazul cînd $f(s)$ are n poli simpli, conform teoremei reziduurilor se poate scrie

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{\sigma - j\infty}^{\sigma + j\infty} f(s) ds = \sum_{k=1}^n \text{res } f(s_k), \quad (I.25)$$

unde, pentru un pol s_k , reziduul are expresia

$$\text{res } f(s_k) = P(s_k)/Q'(s_k), \quad (I.26)$$

iar $Q'(s)$ reprezintă derivata polinomului $Q(s)$ în raport cu s ; s_1, s_2, \dots, s_n reprezintă soluțiile ecuației $Q(s) = 0$.

ANEXA II

STABILITATEA SISTEMELOR CU CONEXIUNE INVERSĂ

1. Considerații generale asupra stabilității sistemelor. Pentru definirea stabilității unui sistem se pleacă de la condițiile generale formulate de Liapunov. Presupunem un sistem liniar și invariant în timp caracterizat prin variabilele de stare x_1, x_2, \dots, x_n , care în momentul inițial se găsește în echilibru și variabilele de stare au valorile $x_{10}, x_{20}, \dots, x_{n0}$. Sub acțiunea unor impulsuri perturbatoare finite, de scurtă durată, variabilele de stare variază cu $\Delta x_1, \Delta x_2, \dots, \Delta x_n$.

Definiție. Sistemul este stabil dacă după încetarea perturbației au loc egalitățile

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Delta x_1 = 0, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \Delta x_2 = 0, \quad \dots, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \Delta x_n = 0. \quad (II.1)$$

Variabilele de stare sînt legate între ele prin ecuații de forma

$$\frac{dx_i}{dt} = f_i(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (II.2)$$

Punînd ecuațiile rezultate din (II.2) sub forma operațională prin aplicarea transformărilor Laplace directe (vezi anexa I) se obține un sistem de n ecuații liniare în $X(s)$. Rezolvînd sistemul și trecînd din nou la funcții original prin aplicarea transformărilor Laplace inverse se obțin variabilele de stare $x_i(t)$; aflarea variabilelor $x_i(t)$ necesită găsirea polilor funcțiilor $X(s)$. Se demonstrează ([28] de la partea III) că $x_i(t)$ are forma generală

$$x_i(t) = (a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + \dots + a_{m-1} t^{m-1}) e^{\sigma_k t} \cos \omega_k t \quad (II.3)$$

unde m reprezintă ordinul de multiplicitate al rădăcinii $s_k = \sigma_k + j\omega_k$. În expresia (II.3) sînt incluse toate cazurile posibile: rădăcini reale și simple ($x_i(t) = a_0 e^{\sigma_k t}$), rădăcini complex conjugate ($x_i(t) = a_0 e^{\sigma_k t} \cos \omega_k t$) etc.

Pornind de la expresia (II.3) se pot face următoarele considerații cu privire la soluțiile sistemului: a) $\sigma < 0$, soluții descrescătoare; b) $\sigma > 0$, soluții crescătoare; c) $\sigma = 0$, distingem: 1° soluții staționare pentru rădăcini simple, 2° soluții crescătoare pentru rădăcini multiple.

Ne referim acum la un sistem cu conexiune inversă (fig. II.1). Stabilitatea sa poate fi studiată analizînd funcția de transfer. Prin funcție de transfer a unui sistem se înțelege raportul dintre formă operațională; funcția de transfer a sistemului (II.1) este de forma

$$A_r(s) = \frac{A(s)}{1 - L(s)} = \frac{A(s)}{W(s)} = F(s) \quad (II.4)$$

unde $W(s)$ se numește funcție caracteristică. În loc de a examina polii funcției de transfer $F(s)$, se vor examina zerourile funcției caracteristice $W(s)$, fapt ce necesită găsirea rădăcinilor ecuației caracteristice $W(s) = 0$. Ținînd seama de considerațiile expuse mai sus asupra relației (II.3) se poate formula următorul Criteriu fundamental de stabilitate: „Un sistem cu reacție este stabil dacă nici unul din zerourile funcției caracteristice $W(s)$ nu este situat în semiplanul s drept și dacă zerourile de pe axa imaginară $j\omega$ sînt simple. Sistemul este instabil dacă anumite zerouri ale funcției caracteristice sînt situate în semiplanul s drept sau dacă zerourile de pe axa $j\omega$ sînt multiple”.

Aplicarea directă a criteriului fundamental pentru studiul stabilității sistemelor cu reacție prezintă dificultăți cînd gradul ecuației caracteristice $W(s) = 0$ este mai mare de trei. Pentru evitarea acestor dificultăți au fost elaborate diferite criterii care testează stabilitatea sistemului fără a rezolva ecuația caracteristică. Aceste criterii pot fi împărțite în două categorii: a) stabilitatea este definită în raport cu coeficienții ecuației caracteristice; din această categorie fac parte

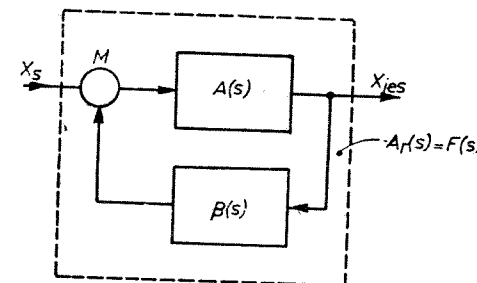


Fig. II.1

criteriile Routh, Hurwitz și Liénard-Chipart, numite adesea criterii algebrice; b) stabilitatea sistemului este definită în raport cu variația funcției de transfer a sistemului pentru $s = j\omega$. Din această categorie fac parte: criteriul Nyquist (amplitudine-fază) asupra căruia ne vom opri în continuare și criteriul Mihailov (analitic).

2. **Criteriul lui Nyquist.** În cadrul criteriului Nyquist, condițiile de stabilitate sînt legate de răspunsul sistemului la semnale sinusoidale în regim permanent, adică de caracteristicile de frecvență ale sistemului.

Pentru un sistem (o rețea) cu constante concentrate, funcția de transfer $F(s)$ se reprezintă sub forma unei fracții raționale (II. 4), avînd un număr finit de poli și zerouri. Pentru ca sistemul să fie stabil este suficient ca polii lui $F(s)$ să se găsească în semiplanul stîng, iar polii de pe axa imaginară să fie simpli. Numărul de poli din semiplanul drept poate fi determinat din examinarea conturului descris de $F(s)$ cînd s parcurge axa imaginară. Dar, în loc de a studia polii lui $F(s)$, se vor studia zerourile funcției inverse

$$T(s) = \frac{1}{F(s)} = \frac{W(s)}{A(s)} \quad (\text{II.5})$$

Presupunem că $T(s)$ se exprimă sub forma

$$T(s) = k_1 \frac{(s - z_1)(s - z_2) \dots (s - z_m)}{(s - p_1)(s - p_2) \dots (s - p_n)} \quad (\text{II.6})$$

unde z_1, z_2, \dots, z_m reprezintă zerourile lui $T(s)$, iar p_1, p_2, \dots, p_n polii săi. Pentru a obține o corespondență între planul complex s și planul T considerăm un caz simplu

$$T(s) = \frac{s + 2}{s + 1} \quad (\text{II.7})$$

care se poate pune sub forma

$$T(\sigma + j\omega) = \frac{(\sigma + 2)(\sigma + 1) + \omega^2}{(\sigma + 1)^2 + \omega^2} + j \frac{-\omega}{(\sigma + 1)^2 + \omega^2} = U(\sigma, \omega) + jV(\sigma, \omega) \quad (\text{II.8})$$

Luînd punctul $s_0 = -2 + j2$ în planul s (fig. II.2, a), vom găsi punctul corespunzător $T_0 = T(s_0) = (4 - j2)/5$ în planul T (fig. II.2, b). Considerînd un șir de valori $s_1, s_2, s_3, \dots, s_7$ pe conturul închis C din planul s (fig. II.2, a) se va obține conturul închis Γ pe care sînt situate valorile T_1, T_2, \dots, T_7 (fig. II.2, b). Se observă că parcurgînd conturul închis C în sens antiorar

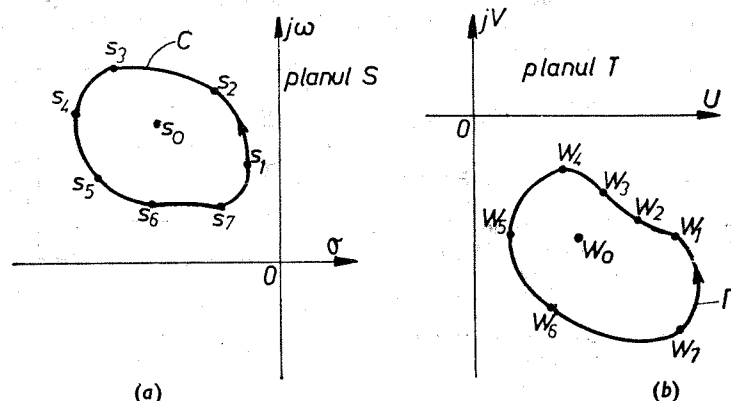


Fig. II.2

(trigonometric) și conturul Γ este parcurs tot în sens antiorar. Se spune că curbele C și Γ sînt similar orientate în raport cu valorile s_0 și respectiv, T_0 .

Generalizînd corespondența dintre punctele s_1, s_2, \dots, s_n din planul s și punctele T_1, T_2, \dots, T_n din planul T se poate da o formulare generală a criteriului Nyquist. Mai întîi este necesar să se precizeze cîteva reguli cu privire la corespondența dintre planele s și T .

1) Atunci cînd se parcurge conturul închis C din planul s în sens antiorar și în interiorul conturului există numai Z zerouri (nu există poli), conturul închis Γ din planul T înconjură originea de Z ori în sens antiorar.

2) Atunci cînd se parcurge conturul închis C din planul s în sens antiorar și în interiorul curbei există numai P poli (nu există zerouri), conturul închis Γ din planul T înconjură originea de P ori în sens orar.

3) Atunci cînd conturul închis C din planul s conține Z zerouri și P poli și este parcurs în sens antiorar, conturul închis Γ din planul T înconjură originea în sens antiorar de $Z - P$ ori.

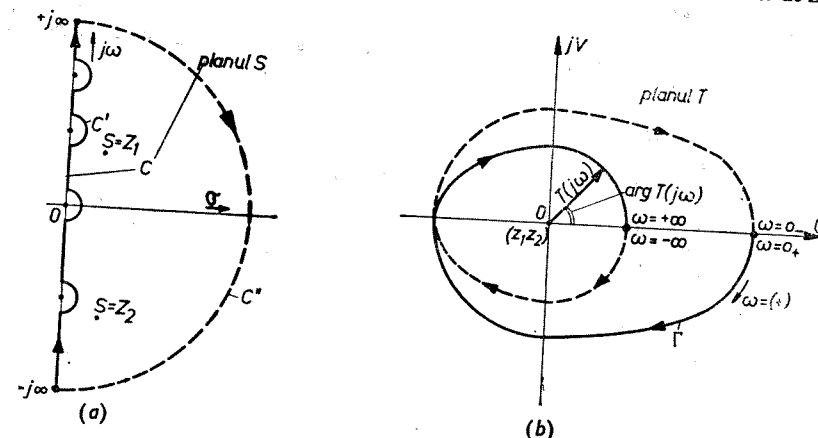


Fig. II.3

Acum ne vom referi numai la zerourile și polii funcției $T(s)$ din semiplanul s drept (fig. II.3, a). În cazul cînd avem zerouri și poli pe axa $j\omega$, aceste puncte pot fi înconjurate prin semicercuri C' a căror rază tinde la zero: dacă punctul este un zero în planul T se obține $W = 0$ (originea); dacă punctul este un pol în planul T se obține un cerc de rază tinzînd la infinit. Parcurgînd conturul închis C (inclusiv semicercul C' de rază tinzînd la infinit) în sens orar de $Z - P$ ori în planul T conturul Γ care înconjură originea în sens orar de $Z - P$ ori (fig. II.3, b), unde Z și P reprezintă numărul zerourilor, respectiv al polilor din semiplanul drept. Punctelor de la infinit din planul s le corespund puncte pe axa reală în planul T .

Conturul Γ descris de $T(s)$ cînd s parcurge axa imaginară reprezintă locul geometric al funcției $T(j\omega)$ cînd ω variază între $-\infty$ și $+\infty$. Se observă că conturul Γ este simetric față de axa reală, prin urmare în practică este suficient să se traseze conturul Γ numai pentru frecvențele pozitive, de la 0 la $+\infty$.

Pornind de la considerentele făcute în legătură cu figura II.3 se poate enunța următoarea teoremă. „Conturul T obținut ca loc geometric al virfurilor lui $T(j\omega)$ cînd frecvența variază între $\omega = 0 \div +\infty$ și apoi $\omega = -\infty \div 0$ este o curbă închisă în planul T care: 1°) înconjură originea de $Z - P$ ori în sens orar (conturul C din planul s este parcurs în sens orar) dacă $Z > P$, unde Z și P reprezintă numărul zerourilor, respectiv al polilor din semiplanul s drept; 2°) înconjură originea de $P - Z$ ori în sens antiorar, dacă $P > Z$; 3°) nu înconjură originea, dacă $Z = P$. Pe baza acestei teoreme se poate da următoarea formulare pentru **criteriul Nyquist sub formă generală**: „Sistemul este stabil dacă conturul Γ , descris de $T(j\omega)$ în sens orar atunci cînd conturul C din planul s este parcurs tot în sens orar, înconjură originea planului T de un număr de ori N , egal cu numărul polilor $N = P$. Sistemul este instabil dacă $N < P$. Sistemul este instabil oricare ar fi P dacă originea este înconjurată în sens antiorar”.

În majoritatea cazurilor din practică, $T(s)$ nu are poli în semiplanul drept și atunci formularea de mai sus se simplifică. „Sistemul este stabil dacă conturul T descris de $T(j\omega)$ nu înconjură originea și sistemul este instabil dacă conturul Γ înconjură originea”.

Trebuie observat că conturul Γ din planul T , obținut ca loc geometric al fazorului $T(j\omega)$, reprezintă o **diagramă polară**.

3. **Aplicarea criteriului Nyquist la amplificatorii cu reacție.** Inversul funcției de transfer a amplificatorilor cu reacție este

$$T(s) = \frac{1 - L(s)}{A(s)} \quad (\text{II.9})$$

Zerourile lui $T(s)$ sînt zerourile funcției diferență de întoarcere, $W(s) = 1 - L(s)$. Se observă că polii funcției $A(s)$ nu sînt nici poli, nici zerouri pentru funcția $T(s)$. Rezultă că pentru a studia stabilitatea amplificatorului cu reacție este suficient să se analizeze zerourile funcției $W(s) = 1 - L(s)$, deci criteriul Nyquist se va aplica funcției diferență de întoarcere. În loc să se studieze încercuirile originii de către funcția $W(s) = 1 - L(s)$, se pot studia încercuirile funcției $L(s)$ în jurul punctului critic $(+1,0)$; funcția $L(s)$ reprezintă factorul de transfer al buclei deschise în sistemul cu reacție. Conturul descris de $L(s)$ se obține din conturul descris de $W(s)$ prin efectuarea unei translații egale cu -1 pe axa reală și luînd apoi curba simetrică față de origine (fig. II.4, a, b).

Criteriul Nyquist, atît sub forma generală, cit și sub forma simplificată, rămîne valabil, considerînd încercuirile în jurul punctului $(+1,0)$. Diagrama polară din figura II.4, b se numește

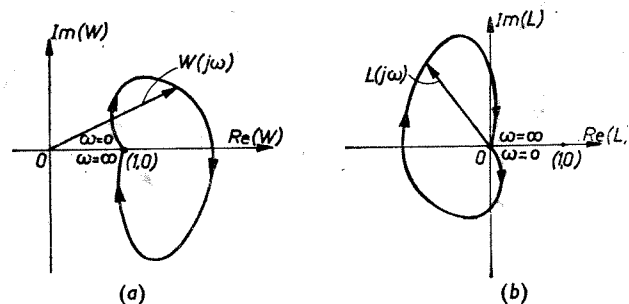


Fig. II.4

diagramă Nyquist. Avantajul esențial al criteriului Nyquist constă în faptul că testarea la stabilitate a sistemului se face în buclă deschisă, evitîndu-se eventualele avarii cînd sistemul este instabil. De asemenea, diagrama Nyquist poate fi ușor trasată experimental sau prin calcule aproximative.

Plan ed. 5432. Apărut 1975. Bun de tipar 20.XI.1975
Tiraj 3930 ex. Coli tipo 30,25



Tiparul executat sub comanda
nr. 1241 la
Întreprinderea Poligrafică
„13 Decembrie 1918”
str. Grigore Alexandrescu nr. 89—97
București,
Republica Socialistă România